



**Berta Maria Barbosa
Neto**

**Redes de Bragg Dinamicamente Reconfiguráveis
para a Compensação da Dispersão Cromática**

dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Física Aplicada, realizada sob a orientação científica do Doutor Paulo Sérgio de Brito André, Professor Auxiliar Convidado do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Para o João
Para a Catarina

O júri

Presidente

Doutor João de Lemos Pinto
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Vogais

Doutor José Luís Campos de Oliveira Santos
Professor Associado da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Doutora Margarida Maria Resende Vieira Facão
Professora Auxiliar da Universidade de Aveiro

Doutor Paulo Sérgio de Brito André
Professor Auxiliar Convidado da Universidade de Aveiro

agradecimentos

O trabalho desenvolvido no âmbito desta tese contou, felizmente, com as contribuições de muitas pessoas, pelo que quero expressar a todas os meus mais sinceros agradecimentos.

Ao Doutor Paulo André, pela atitude diligente com que orientou esta tese, nomeadamente o apoio prestado em todas as fases do trabalho, a disponibilidade para esclarecimento de dúvidas, alguma liberdade de acção que muito contribuiu para o meu desenvolvimento pessoal, e finalmente o apoio na revisão dos vários capítulos desta tese.

Ao Doutor Jean Cardoso e ao Doutor Rogério Nogueira pela gravação das redes de Bragg que foram usadas no desenvolvimento deste trabalho, por muitas e úteis informações que me ajudaram a perspectivar outros pontos de vista sobre o trabalho que estava a desenvolver e pelos constantes incentivos e amizade.

À Siemens SA, ao Instituto de Telecomunicações e ao Departamento de Física da Universidade de Aveiro por terem disponibilizado os recursos laboratoriais que permitiram a realização desta dissertação.

Ao Doutor Ricardo Dias e ao Doutor Fernão Vístulo de Abreu, por me mostrarem o valor da interdisciplinaridade e por muitas discussões científicas com eles mantidas.

Ao Doutor Vítor Torres, pela simpatia e pela ajuda prestada na compreensão dos métodos numéricos implementados ao longo deste trabalho.

A todos os utilizadores do laboratório de sistemas ópticos coerentes do Departamento de Física da Universidade da Aveiro, nomeadamente a Mestre Mayra Sousa, a Doutora Ilda Abe, o Mestre Marcelo Schiller, o Eng. Ilídio Pinto e o Doutor Paulo Lopes, pelo companheirismo e boa disposição com que engrandeceram o meu dia-a-dia.

Finalmente, a todos aqueles que me encorajaram no decorrer deste trabalho

Berta Neto

palavras-chave

Dispersão cromática, redes de Bragg gravadas em fibra óptica, temperatura, transferência de calor

resumo

O presente trabalho centra-se no uso de redes de Bragg gravadas em fibra óptica como compensadores dinamicamente ajustáveis da dispersão cromática. A sintonia da dispersão é obtida pela aplicação de gradientes de temperatura às extremidades da rede.

A tese inicia-se com um estudo da propagação de sinais em fibra óptica padrão, salientando o papel assumido pela dispersão cromática de primeira e segunda ordem no desempenho de sistemas ópticos com elevado ritmo de transmissão (10 Gb/s ou superiores). São também discutidos de forma qualitativa e quantitativa, os efeitos produzidos pela temperatura na alteração da dispersão cromática da fibra usada para transporte, assim como as suas implicações na transmissão de sinais a 40 Gb/s.

Em seguida, apresenta-se uma revisão teórica das redes de Bragg gravadas em fibra óptica (FBG), sendo descritas as características mais relevantes de diferentes tipos de rede, tais como as redes uniformes, apodizadas e de período variável (CFBG). Para estas últimas é enfatizada a sua utilização como compensadores dinâmicos da dispersão cromática termicamente sintonizáveis.

Foi sugerido um compensador dinamicamente ajustável, baseado na aplicação de gradientes térmicos a redes CFBG, tendo-se introduzido um modelo para a descrição dos processos de transferência de calor entre a fibra e o exterior de modo a obter uma distribuição espacial de temperatura. Assim sendo, prossegue-se com uma exposição analítica conducente à determinação da dispersão da rede para qualquer distribuição de temperatura. O compensador foi seguidamente implementado experimentalmente.

Finalmente, após a caracterização do compensador, avalia-se o desempenho de um sistema de comunicações ópticas a 10 Gb/s onde foi incluído o compensador, apresentando as principais conclusões e apontando direcções para trabalho futuro.

keywords

Chromatic dispersion, fibre Bragg gratings, temperature, heat transfer

abstract

The present work concerns the use of fibre Bragg gratings (FBG) as tuneable chromatic dispersion compensators. The tunability is achieved by applying temperature gradients to the grating.

Firstly, a study of signal propagation in standard single mode fibre (SMF) is drawn, enhancing the relevance of chromatic dispersion and dispersion slope on the performance of high bit rate optical communications systems (10 Gb/s or higher). The effects of temperature on the overall chromatic dispersion are also discussed in terms of quality and quantity as well as their consequences on the propagation signals at 40 Gb/s.

We then proceed to present a theoretical summary of FBG. We furthermore describe the principal features of several kinds of FBG, such as uniform gratings, apodized gratings and the chirped gratings (CFBG) and we emphasize the use of the latter as a tuneable chromatic dispersion compensator by applying temperature gradients.

Relying on the above mentioned studies, the developed dispersion compensator is presented. A model that describes the heat exchanges between the fibre and the environment is introduced in order to obtain a spatial temperature distribution. We also derived an analytical way to quantify the chromatic dispersion and dispersion slope for any temperature distribution along the grating. The compensator was then implemented experimentally.

Finally, we appraised the performance of a 10 Gb/s optical fibre communication system where the dispersion compensator was included and drew the major conclusions pointing out new issues for further work.

Glossário de acrónimos

ASE	Amplified Spontaneous Emission	Ruído de emissão espontânea
BER	Bit Error Ratio	Probabilidade de erro binário
CFBG	Chirped Fibre Bragg Grating	Rede de Bragg de período variável
DCF	Dispersion Compensation Fibre	Fibra para a compensação de dispersão
DFB	Distributed Feed Back	Realimentação distribuída (laser)
EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier	Amplificador óptico de fibra dopada com Érbio
FBG	Fibre Bragg Grating	Rede de Bragg gravada em fibra óptica
FEC	Forward Error Correction	Código corrector de erros no destino
FWHM	Full Width at Half Maximum	Largura a meia altura
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersão da velocidade de grupo
LED	Light Emitting Diode	Díodo emissor de luz
MZ	Mach-Zehnder	Mach-Zehnder (Modulador electro-óptico)
NRZ	Non Return to Zero	Não retorna a zero
PIN	Positive-Intrinsic-Negative	Positivo-Intrínseco-Negativo (Fotodíodo)
PRBS	Pseudo Random Bit Sequence	Sequência binária pseudo aleatória
OSA	Optical Spectrum Analyser	Analizador de espectros ópticos
SMF	Single Mode Fibre	Fibra monomodo de dispersão normal
TEC	Thermo Electric Cooler	Módulo termo eléctrico
UV	Ultra Violet	Ultra violeta
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexagem no comprimento de onda

Constantes fundamentais

Velocidade da luz no vazio	c	299792458	ms^{-1}
Permeabilidade no vazio	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	NA^{-2}
Permitividade no vazio	ϵ_0	$8,8541878 \times 10^{-12}$	Fm^{-1}
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	$5,670 \times 10^{-8}$	$\text{JK}^{-4}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$

Índice

O júri

Agradecimentos

Resumo

Abstract

Glossário de acrónimos

Constantes fundamentais

Capítulo 1 – Introdução	1
1.1- Enquadramento e motivação da tese	1
1.2- Estrutura da tese	3
Capítulo 2 – Dispersão cromática em fibras ópticas monomodo	5
2.1- Introdução	5
2.2- Fibra óptica	6
2.2-1. Dispersão cromática em fibras ópticas monomodo	10
2.3- Sistemas de comunicações ópticas	14
2.3-1. Métodos de avaliação de desempenho	16
2.4- Efeito da temperatura na dispersão cromática da fibra óptica	18
2.5- Implicações do efeito da temperatura nas comunicações ópticas	21
2.5-1. Simulação	22
2.5-2. Resultados experimentais	24
Capítulo 3 – Redes de Bragg gravadas em fibra óptica	27
3.1- Introdução	27
3.2- Redes de difracção	28
3.3- Redes de Bragg	32

3.4-	Redes de Bragg de período variável	38
3.5-	Efeito da temperatura na dispersão das redes de Bragg	43
Capítulo 4 – Dispositivo compensador		47
4.1-	Introdução	47
4.2-	Descrição do compensador	48
4.3-	Modelização termodinâmica do compensador	49
4.3-1.	Resolução analítica da equação da difusão do calor	52
4.3-2.	Resolução numérica da equação da difusão do calor	57
4.3-3.	Outras abordagens numéricas	59
4.3-4.	Discussão de resultados analíticos e numéricos	61
4.4-	Modelização da dispersão do compensador	62
4.5-	Análise de resultados experimentais	64
Capítulo 5 – Implementação, caracterização e teste do compensador dinâmico de dispersão		69
5.1-	Introdução	69
5.2-	Caracterização do compensador	70
5.3-	Desempenho de um sistema de comunicações ópticas	73
Capítulo 6 – Conclusões e trabalho futuro		77
6.1-	Conclusões da tese	77
6.2-	Trabalho futuro	78
Anexo A – Gravação de redes de Bragg em fibra óptica		79
A.1-	Sistema de gravação	79
Anexo B – Caracterização de FBG		83
Comunicações e publicações resultantes do trabalho efectuado		85
Referências bibliográficas		87

“Todo o trabalho importante – deves ter sentido em ti mesmo – exerce uma influência moral. O esforço para concentrar uma determinada matéria e dar-lhe uma forma harmoniosa, eu o comparo a uma pedra atirada na nossa vida interior: o primeiro círculo é estreito, mas multiplica-se, e outros círculos mais amplos se destacam.”

Nietzsche

Capítulo 1

Introdução

1.1- Enquadramento e motivação da tese

O papel que as tecnologias da informação e comunicação assumiram nos últimos anos é, sem margem para dúvidas, impressionante. A evolução apresentada por estas tecnologias ao longo da década de 1990 deve muito ao interesse demonstrado por parte da sociedade pelos recursos digitais, tais como a *Internet*, telefone, videoconferência, etc. Assim, pode afirmar-se que as telecomunicações, para além de influenciarem profundamente o modo de vida de uma sociedade tecnológica, são também por ela desafiadas a apresentar soluções rápidas e eficientes para necessidades cada vez mais exigentes, de forma a não defraudar as expectativas que criaram.

A crescente solicitação de recursos digitais resultou no esgotamento da capacidade de tráfego disponibilizada pelos operadores, estimulando a comunidade científica a apresentar soluções inovadoras que passam pelo aumento da capacidade de transporte e de

encaminhamento da informação. A implementação de sistemas com elevados ritmos de transmissão de dados (10 Gb/s ou superior) encontra limitações como aquelas impostas pela dispersão cromática, de primeira e segunda ordem, da fibra óptica utilizada para propagação, tornando imperativa a necessidade de desenvolver dispositivos compensadores. A dependência térmica apresentada pela dispersão cromática de primeira e segunda ordem das fibras ópticas padrão (SMF), assim como o uso de redes ópticas com percursos reconfiguráveis vem enfatizar o recurso à compensação dinâmica da dispersão cromática, constituindo a motivação do trabalho desenvolvido nesta tese.

Actualmente, existem várias possibilidades tecnológicas de compensar opticamente a dispersão cromática, nomeadamente pelo uso de redes de Bragg de período variável gravadas em fibra óptica (CFBG) ou fibras ópticas compensadoras de dispersão (DCF). Apesar destas últimas permitirem uma sintonia térmica da dispersão [Rathje 03] e fornecerem uma maior largura espectral que as CFBG, o uso desse tipo de fibra num sistema real de comunicações apresenta desvantagens, como por exemplo o seu elevado custo relativamente a fibras convencionais. O facto de estas fibras apresentarem uma área efectiva bastante inferior à das fibras SMF, conduz a um aumento considerável da densidade de potência no seu interior, o que favorece a ocorrência de fenómenos não lineares. A necessidade da introdução de amplificadores ópticos devido à atenuação adicional resultante da inserção desses módulos potencia ainda mais a ocorrência destes fenómenos. Assim sendo, a nossa escolha recaiu sobre as redes de Bragg de período variável. As vantagens da utilização das CFBG residem no seu baixo custo de implementação, dimensões reduzidas e elevada flexibilidade, sendo de relevar que estes dispositivos permitem uma sintonia da dispersão por deformação ou através de alterações térmicas. De referir que no laboratório de sistemas ópticos coerentes do Departamento de Física, se encontra implementado um sistema de gravação de redes de Bragg em fibra óptica [Nogueira 05], o que permitiu o acesso às CFBG usadas no decurso deste trabalho.

Em suma, esta tese centra-se na utilização de redes de Bragg gravadas em fibra óptica com período variável (CFBG) como compensadores da dispersão cromática e na aplicação de gradientes de temperatura a essas redes de modo a funcionarem como elemento de sintonia da dispersão.

1.2- Estrutura da tese

Esta tese está dividida em 6 capítulos e dois anexos. Neste primeiro capítulo designado de *Introdução*, faz-se um enquadramento da tese, realçando o contexto tecnológico em que se insere e enuncia-se resumidamente a sua estrutura.

No capítulo 2, apresenta-se uma revisão da importância da dispersão cromática de primeira e segunda ordem na degradação de sinais que se propagam nas fibras ópticas. Nesse capítulo dá-se relevo ao efeito da temperatura como elemento perturbador da dispersão cromática das fibras utilizadas para transporte, apresentam-se modelos que descrevem quantitativamente esta dependência e analisam-se as suas implicações no desempenho de sistemas de comunicações ópticas com transmissão a 40 Gb/s.

No capítulo 3, descreveram-se os princípios teóricos que fundamentam o funcionamento das redes de Bragg gravadas em fibra óptica, nomeadamente as redes de período variável, realçando-se a sua aplicação na compensação da dispersão cromática e sugerindo a aplicação de gradientes de temperatura como elemento de sintonia da sua dispersão para compensadores dinamicamente reconfiguráveis.

No capítulo 4, apresenta-se o dispositivo compensador de dispersão cromática dinamicamente ajustável que foi desenvolvido no âmbito desta tese, bem como o modelo teórico que descreve o seu funcionamento. Os resultados obtidos através destes modelos são validados com resultados experimentais.

No capítulo 5, são avaliadas as implicações do dispositivo compensador no desempenho de um sistema de comunicações ópticas com transmissão a 10 Gb/s, para vários gradientes de temperatura. Começa-se com uma caracterização da CFBG em função do gradiente de temperatura e prossegue-se com uma análise qualitativa do seu efeito na compensação da dispersão cromática de um troço de fibra óptica SMF e consequente desempenho de um sistema de comunicações ópticas.

Finalmente, o capítulo 6 dá conta das principais conclusões sobre o trabalho realizado, apontando caminhos para investigação futura.

No anexo A, faz-se uma exposição da metodologia usada na produção das redes de Bragg usadas no decurso deste trabalho. Descreve-se o sistema de gravação existente no laboratório de sistemas ópticos coerentes do Departamento de Física da Universidade de

Aveiro e fornece-se informação técnica relativa ao processo de gravação. No anexo B, faz-se uma descrição do sistema de caracterização de redes de Bragg existente no laboratório de comunicações ópticas do Instituto de Telecomunicações do pólo de Aveiro, e a montagem usada para caracterizar a dispersão da rede de Bragg.

Capítulo 2

Dispersão cromática em fibras ópticas monomodo

2.1– Introdução

Neste capítulo, faz-se uma revisão da relevância da dispersão cromática na degradação de sinais que se propagam em fibras ópticas. Inicia-se com uma breve descrição da propagação de ondas electromagnéticas partindo das equações de Maxwell, com a finalidade de se obter a equação de onda e as suas soluções, sendo tratadas com mais detalhe as fibras monomodo. Seguidamente, procede-se ao estudo dos efeitos dispersivos, nomeadamente a dispersão cromática que resulta das contribuições das dispersões do material e do guia de onda. É também feita uma análise das implicações destes efeitos na transmissão de sinais com elevados ritmos (10 Gb/s ou superiores). Prossegue-se com a descrição dos efeitos resultantes da alteração da temperatura ambiental na dispersão cromática de primeira e segunda ordem sendo neste sentido apresentadas duas abordagens

que modelizam quantitativamente estes efeitos. Os modelos apresentados são validados através de resultados experimentais. Conclui-se com uma avaliação simulacional e experimental dos efeitos da temperatura no desempenho de um sistema de comunicações ópticas com transmissão a 40 Gb/s.

2.2– Fibra óptica

A descrição da propagação de impulsos numa fibra óptica através da equação de onda permite uma melhor caracterização do seu comportamento ao nível temporal e espacial. A obtenção da equação de onda é feita a partir das equações de *Maxwell* que governam a propagação de ondas electromagnéticas numa fibra óptica. Para meios dieléctricos e não condutores como a Sílica, estas equações são dadas na sua forma diferencial por: [Hecht 87]

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

onde \vec{E} e \vec{H} são respectivamente os vectores de campo eléctrico e magnético. \vec{D} e \vec{B} são as correspondentes densidades de fluxo. As suas relações com os campos eléctrico e magnético são dadas por:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (2.6)$$

sendo ϵ_0 e μ_0 são respectivamente a permissividade eléctrica e a permeabilidade magnética no vazio. Os vectores \vec{P} e \vec{M} representam respectivamente as polarizações induzidas, eléctrica e magnética. Para frequências afastadas da ressonância do material (500–2000 nm), é possível relacionar a polarização eléctrica induzida com o campo eléctrico através da equação 2.7.

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.7)$$

onde $\chi^{(1)}$ representa a susceptibilidade eléctrica linear ou de primeira ordem, responsável pelas propriedades lineares do material.

Fazendo o rotacional da equação 2.3 e utilizando as expressões 2.4, 2.5 e 2.6 tem-se que:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

sendo $c = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ a velocidade da luz no vazio.

A equação de onda obtém-se a partir da expressão 2.8, tendo em conta a igualdade vectorial $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$.

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

No domínio das frequências, a equação de onda para o campo eléctrico é dada por:

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.10)$$

Onde \tilde{E} é a transformada de Fourier do campo eléctrico, $k_0 = \omega/c$ o número de onda no vazio e n o índice de refacção do material.

Para uma fibra óptica de índice em degrau e com raio a , tem-se que o índice de refacção, n , em função da posição radial, ρ , assume valores constantes no núcleo e na bainha, respectivamente iguais a n_n e n_b .

$$n = \begin{cases} n_n & \Leftarrow \rho \leq a \\ n_b & \Leftarrow \rho > a \end{cases} \quad (2.11)$$

Qualquer solução da equação de onda que verifique as condições fronteiras e cuja distribuição espacial não se altere com a propagação é designada como modo óptico. Os modos podem ser classificados de guiados ou radiativos, sendo que a propagação espacial dos sinais ao longo da fibra é assegurada pelos modos guiados. O número de modos de propagação suportados por uma fibra óptica, para um determinado comprimento de onda, depende fundamentalmente do diâmetro do núcleo e da diferença entre os índices de refacção do núcleo e da bainha. É possível dimensionar estes parâmetros na fibra óptica de modo a que esta suporte um número desejado de modos.

É de interesse prático a introdução de uma grandeza designada por índice de refacção efectivo, n_{eff} , cujo valor está compreendido entre o índice de refacção da bainha e do

núcleo, representativa do índice de refração do modo guiado durante a sua propagação na fibra óptica. Esta grandeza é dada por:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.12)$$

onde β é a constante de propagação.

A resolução da equação de onda em coordenadas cilíndricas, pelo método da separação de variáveis implica que a solução, E_z , seja dada por:

$$E_z(\rho, \varphi, z) = F(\rho)\Phi(\varphi)Z(z) \quad (2.13)$$

As soluções de Z e Φ são funções exponenciais complexas dadas respectivamente pelas seguintes equações:

$$Z(z) = \exp(i\beta z) \quad (2.14)$$

$$\Phi(\varphi) = \exp(im\varphi) \quad (2.15)$$

sendo que m é um número inteiro.

A solução de F (distribuição radial do campo) exprime-se segundo a equação 2.16.

$$F(\rho) = \begin{cases} AJ_m(p\rho) \Leftarrow \rho \leq a \\ CK_m(q\rho) \Leftarrow \rho > a \end{cases} \quad (2.16)$$

onde A e C são constantes, J_m e K_m são funções de Bessel, p e q ficam definidos pelas expressões 2.17 e 2.18.

$$p^2 = n_n^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.17)$$

$$q^2 = \beta^2 - n_b^2 k_0^2 \quad (2.18)$$

Procedendo de forma análoga para H_z tem-se:

$$H_z(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} BJ_m(p\rho) \exp(im\varphi) \exp(i\beta z) \Leftarrow \rho \leq a \\ DK_m(q\rho) \exp(im\varphi) \exp(i\beta z) \Leftarrow \rho > a \end{cases} \quad (2.19)$$

sendo B e D constantes.

As restantes componentes dos campos, E_φ , E_ρ , H_φ , H_ρ , obtêm-se analogamente a partir das equações de Maxwell. As constantes A , B , C e D são calculadas de modo a obter soluções contínuas para os campos E_φ , E_z , H_φ e H_z na situação fronteira.

Um modo deixa de ser guiado, decaindo exponencialmente no exterior do núcleo, sempre que o seu índice de refração efectivo seja inferior ao índice da bainha. O corte do modo

ocorre quando o seu índice de refração efectivo iguala o índice da bainha, sendo que nesta situação, o parâmetro q (equação 2.18) se anula e o parâmetro p (equação 2.17) toma a forma:

$$p = k_0 \sqrt{n_n^2 - n_b^2} \quad (2.20)$$

A frequência normalizada, V , define-se através do parâmetro p na condição de corte e é dada por:

$$V = k_0 a \sqrt{n_n^2 - n_b^2} \quad (2.21)$$

A constante de propagação normalizada, b , fica definida através da equação 2.22.

$$b = \frac{n_{eff} - n_b}{n_n - n_b} \quad (2.22)$$

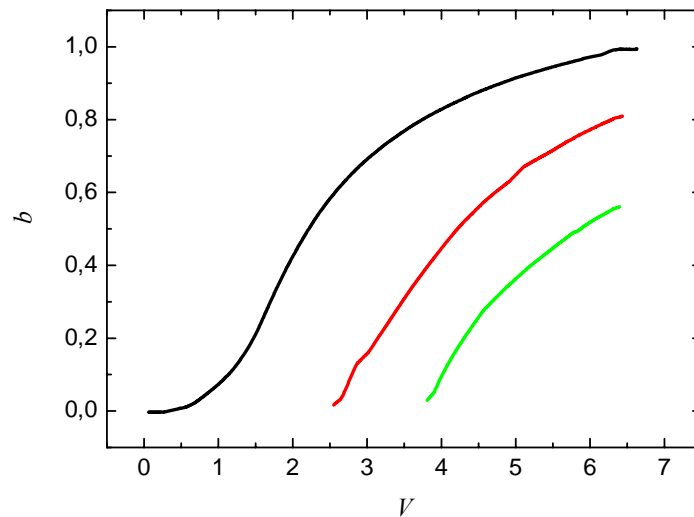


Figura 2. 1– Representação gráfica da constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada para diversos modos de propagação.

A figura 2.1 mostra uma representação gráfica da constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada. Note-se que a situação de corte ocorre quando b for igual a zero, sendo a correspondente frequência designada por frequência de corte, V_c . O número de modos guiados suportados pela fibra óptica também aumenta com o aumento da frequência normalizada.

Uma fibra óptica que suporte apenas o modo fundamental, é designada de monomodo. Pela observação da figura 2.1, verifica-se que para valores inferiores a uma determinada

frequência normalizada de corte a fibra assume um comportamento monomodo. A condição que estabelece esta frequência é dada por:

$$J_0(V) = 0 \quad (2.23)$$

O valor da frequência para a qual isso se verifica é 2,405. Assim sendo, através da expressão 2.21 é possível dimensionar fisicamente uma fibra óptica operando numa determinada frequência de forma a ser monomodo. O índice de refração efectivo é dado através da seguinte equação:

$$n_{eff} = n_b + b(n_n - n_b) \quad (2.24)$$

O valor de b para o modo fundamental é obtido analiticamente através da equação 2.25.

$$b(V) \approx \left(1,1428 - \frac{0,9960}{V} \right)^2 \quad (2.25)$$

Estando V compreendido entre 1,5 e 2,5. [Agrawal 02].

2.2.1– Dispersão cromática em fibras ópticas monomodo

A fibra óptica multimodo apresenta dispersão intermodal, uma vez que os vários modos se propagam com diferentes velocidades de grupo, que resulta num consequente alargamento temporal dos impulsos ópticos. Nas fibras ópticas monomodo, a dispersão intermodal é eliminada (apenas se propaga um modo óptico), permanecendo contudo a dispersão cromática, também designada por dispersão da velocidade de grupo (GVD). Esta, resulta do comportamento dispersivo da Sílica e da propagação do sinal em regiões da bainha circundantes do núcleo. Os efeitos da dispersão cromática são penalizantes pois os impulsos ópticos nelas propagados não são puramente monocromáticos. Desta forma, cada componente espectral do impulso propaga-se com diferente velocidade de grupo, que vai resultar num alargamento no domínio temporal.

Para um impulso óptico de largura espectral não nula, que se propaga numa fibra óptica monomodo, admite-se que cada componente espectral o faz de forma independente. O atraso temporal, τ_g , apresentado por unidade de comprimento na direcção de propagação é dado por [Keiser 00]:

$$\frac{\tau_g}{L} = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \frac{\partial \beta}{\partial k} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \beta}{\partial \lambda} \quad (2.26)$$

onde L representa a distância percorrida pelo impulso, $\beta = \frac{n_{eff}\omega}{c}$ a constante de propagação e $v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)^{-1}$ a velocidade de grupo. Esta grandeza também pode ser definida segundo:

$$v_g = \frac{c}{\tilde{n}_g} \quad (2.27)$$

\tilde{n}_g é designado por índice de refração de grupo e definido por recorrência ao índice de refração efectivo, através da expressão 2.28.

$$\tilde{n}_g = n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \quad (2.28)$$

A dispersão cromática é usualmente quantificada pela taxa de variação do atraso de grupo com o comprimento de onda por unidade de comprimento:

$$D = \frac{1}{L} \frac{d\tau_g}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda} \beta_2 = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left(2 \frac{dn_{eff}}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n_{eff}}{d\omega^2} \right) \quad (2.29)$$

onde $\beta_2 = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2}$ representa o parâmetro de dispersão.

A dispersão cromática representa o atraso de grupo existente entre duas componentes espectrais separadas por um nanómetro após um quilómetro de propagação na fibra óptica, normalmente expressa em $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$.

Tal como referido anteriormente, a dispersão cromática total de uma fibra óptica resulta de duas contribuições: a dispersão do material e a dispersão de guia de onda. A dispersão do material deve-se às propriedades dispersivas da Sílica. A dispersão de guia de onda resulta de um confinamento incompleto da potência óptica no núcleo da fibra, propagando-se uma fracção residual na bainha com uma velocidade superior, visto o índice de refração da bainha ser inferior ao do núcleo.

É possível definir uma velocidade de grupo tendo em consideração apenas os efeitos dispersivos do material. Nesta situação, a constante de propagação em função da frequência é dada por:

$$\beta(\omega) = \omega \frac{n_n(\omega)}{c} \quad (2.30)$$

A velocidade de grupo toma a forma da equação 2.31:

$$\frac{1}{v_{gm}} = \frac{1}{c} \left[n_n(\lambda) - \lambda \frac{dn_n(\lambda)}{d\lambda} \right] \quad (2.31)$$

Usando as equações 2.29 e 2.31, obtém-se uma expressão para a dispersão do material, dada por:

$$D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_n}{d\lambda^2} \quad (2.32)$$

O índice de refração do núcleo, constituído por Sílica dopada usualmente com Germânio, pode ser expresso como uma função do comprimento de onda através da equação de Sellmeier. Esta fórmula empírica permite calcular com um erro inferior a 0,5% o índice de refração da Sílica dopada, como é o caso das fibras ópticas. [Ghosh(a) 94].

$$n^2 - 1 = \sum_{k=1}^m \frac{A_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad (2.33)$$

λ_k designa o comprimento de onda associado à ressonância de ordem k , sendo A_k uma constante correspondente à “força” dos osciladores. O somatório estende-se sobre todas as componentes de ressonância do material com relevância numa dada gama de comprimentos de onda. Para a Sílica utilizada nas fibras ópticas, a expansão tem três termos relevantes, que correspondem a ressonâncias no infravermelho (vibração da rede) e no ultravioleta (transições electrónicas), cujas energias são respectivamente 0,14 eV, 10,4 eV e 11,6 eV [Matsuoka 91]. Como as energias das transições electrónicas apresentam valores próximos entre si, é possível reduzi-las a um único valor efectivo, o que reduz o somatório da equação 2.33 a dois termos. [Matsuoka 91].

Tal como foi feito para a dispersão material, também é possível definir uma velocidade de grupo que considera apenas os efeitos dispersivos do guia de onda.

A velocidade de grupo é dada por:

$$\frac{1}{v_{go}} = \frac{n_b}{c} + \frac{n_n - n_b}{c} \left[\frac{d(bV)}{dV} \right] \quad (2.34)$$

Usando as expressões 2.29 e 2.34, tem-se que a dispersão de guia de onda fica expressa através de:

$$D_{go} \approx -\frac{n_n - n_b}{c\lambda} \left[V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \right] \quad (2.35)$$

O termo entre parêntesis recto da equação 2.35 pode ser calculado com bastante precisão seguindo a aproximação de *Jeunhomme* [Buck 95].

$$V \cdot \frac{d^2(bV)}{dV^2} \approx 0,080 + 0,5439(2,834 - V)^2 \quad (2.36)$$

A dispersão cromática total é dada pela soma das duas contribuições: a dispersão do material e a dispersão do guia de onda. A figura 2.2 mostra uma representação gráfica da dispersão do material, da dispersão do guia de onda e da dispersão total em função do comprimento de onda. É de referir que a dispersão material tem um declive positivo, enquanto que a dispersão de guia de onda tem um declive negativo. A dispersão total apresenta um valor nulo para um comprimento de onda, λ_0 , aproximadamente igual a 1310 nm.

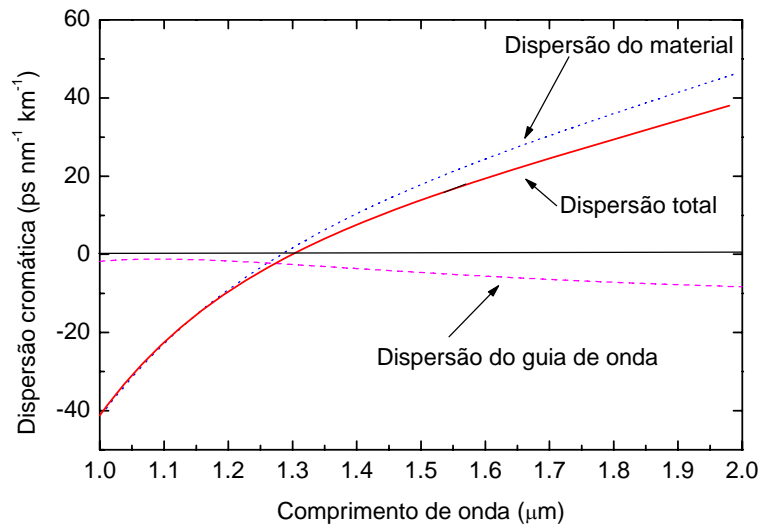


Figura 2.2– Dependência da dispersão do material, da dispersão do guia de onda e da dispersão total com o comprimento de onda.

A dispersão de segunda ordem representa a taxa de variação da dispersão cromática com o comprimento de onda ($dD/d\lambda$), sendo definida pela equação 2.37 [Agrawal 02] [Keiser 00].

$$\frac{dD}{d\lambda} = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (2.37)$$

em que $\beta_3 \equiv \frac{d^3\beta}{d\omega^3}$ é o parâmetro de dispersão de segunda ordem.

Para o comprimento de onda onde ocorre o nulo da dispersão, o parâmetro de dispersão, β_2 , é igual a zero, no entanto o parâmetro β_3 tem um valor não nulo. Por observação da figura 2.2, verifica-se que uma recta tangente à curva da dispersão cromática em λ_0 tem declive não nulo. Como a curva da dispersão não é linear, tem-se que cada comprimento de onda tem a si associado, não só um valor para a dispersão cromática, mas também um valor distinto de dispersão de segunda ordem. Este facto pode ter consequências relevantes em sistemas WDM, dificultando a compensação simultânea da dispersão cromática de primeira e de segunda ordem para todos os canais, principalmente quando se utilizam elevados ritmos de transmissão.

A dispersão total em função do comprimento de onda, representada graficamente na figura 2.2, pode ser interpolada através de uma função empírica, relacionando a dispersão com o comprimento de onda onde ocorre o nulo da dispersão, λ_0 , e o valor da dispersão de segunda ordem para esse comprimento de onda, S_0 [Ghosh 94].

$$D(\lambda) = \frac{S_0}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \quad (2.38)$$

A equação 2.38 foi validada experimentalmente para diversos tipos de fibras monomodo com índice em degrau, numa gama de temperaturas compreendidas entre -40°C e 60°C [Hamp 02].

A dispersão de segunda ordem para outro comprimento de onda obtém-se de forma simples por derivação da equação 2.38 em ordem ao comprimento de onda.

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{S_0}{4} \left(1 + 3 \cdot \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} \right) \quad (2.39)$$

2.3– Sistemas de comunicações ópticas

Um sistema de comunicações ópticas é usualmente constituído pelos seguintes módulos básicos, emissor, meio de transmissão e receptor.

O módulo de emissão tem como principal função a conversão de um sinal eléctrico num sinal óptico com a informação a enviar e a sua injeção na fibra óptica. Os sistemas de comunicações ópticas utilizam predominantemente fontes ópticas baseadas em materiais

semicondutores, como os díodos emissores de luz (LED) e os lasers semicondutores. A escolha deste tipo de dispositivo deve-se às vantagens por eles apresentadas, das quais se destacam as dimensões compactas, a elevada eficiência, uma área emissiva compatível com o núcleo das fibras ópticas e à possibilidade de modulação directa a ritmos de transmissão elevados.

Os LEDs são fontes incoerentes uma vez que o processo de emissão espontânea de fotões é o predominante, sendo por isso o seu espectro de emissão relativamente largo (30–60 nm). A largura espectral dos LEDs acentua os efeitos degradantes da dispersão cromática das fibras ópticas, afectando assim o desempenho dos sistemas de comunicações.

Os lasers semicondutores apresentam vantagens que decorrem da emissão estimulada de fotões. O facto destes emitirem com baixas larguras espectrais torna-os ideais para a utilização em sistemas de comunicações a elevado ritmo de transmissão (10 Gb/s ou superiores), para além disso os lasers também apresentam uma boa eficiência de acoplamento com as fibras ópticas monomodo e podem ser directamente modulados a frequências superiores a dezenas de gigahertz. Os sinais ópticos também podem ser modulados externamente através de moduladores externos, tais como os construídos segundo uma configuração de Mach-Zehnder, utilizando Niobato de Lítio como substrato do guia de onda. A utilização de moduladores externos é requerida sempre que o *chirp* imposto pela modulação directa limitar o desempenho do sistema. Nestes moduladores, o braço do interferómetro de Mach-Zehnder sofre uma alteração no seu índice de refacção sempre que lhe é aplicada uma tensão eléctrica, introduzindo desta forma uma alteração na fase e consequentemente na intensidade do sinal à saída do interferómetro.

O troço de fibra óptica que integra o meio de transmissão inclui usualmente amplificadores ópticos com a finalidade de compensar as perdas por atenuação bem como compensadores estáticos de dispersão cromática. De entre os amplificadores ópticos usualmente utilizados, destacam-se os amplificadores de fibra óptica dopada com Érbio (EDFA), pelo facto de operarem numa região espectral em torno de 1550 nm, sendo também de relevar que o seu espectro é suficientemente largo para poder alocar sistemas WDM.

O módulo de recepção destina-se à reconversão eléctrica do sinal óptico e à recuperação dos dados transmitidos. O principal componente do módulo de recepção é o fotodetector onde se converte o sinal óptico numa corrente eléctrica. Tal como acontece com as fontes ópticas, os fotodetectores devem apresentar uma responsividade elevada e as suas

dimensões devem ser compatíveis com o núcleo das fibras ópticas, sendo usualmente construídos a partir de materiais semicondutores.

Para além do fotodetector, existem ainda outros elementos funcionais no módulo de recepção. A secção onde é realizada a recuperação de dados compreende um filtro eléctrico passa-baixo, o circuito de decisão e o circuito recuperador do sinal de relógio. O recuperador do sinal de relógio é responsável por isolar uma componente espectral do sinal eléctrico recebido para uma frequência igual ao ritmo de transmissão, e fornece esta informação ao circuito de decisão de modo a obter a informação do período de duração do *bit*, sincronizando o processo de decisão. O circuito de decisão compara o sinal de saída com um nível de limiar em vários instantes definidos pelo sinal proveniente do circuito recuperador de relógio, decidindo o símbolo binário a atribuir ao sinal.

2.3.1– Métodos de avaliação de desempenho

A forma mais comum de avaliar o desempenho de um sistema é através da probabilidade de erro binário, BER (*bit error rate*), que quantifica o número de símbolos binários detectados erroneamente relativamente àqueles que foram enviados. Os sistemas actuais funcionam com probabilidades de erro entre 10^{-9} e 10^{-12} , sem recurso a códigos correctores de erros no destino (FEC). A sensibilidade de um receptor é definida pela potência média mínima recebida que assegura uma probabilidade de erro usualmente predefinida. Admitindo que o sinal óptico à entrada do fotodetector consiste num pulso de energia constante para o *bit* “1”, e de amplitude nula para o *bit* “0” e que as fontes de ruído estão contidas no módulo de recepção, nesse caso o sinal amostrado no instante de decisão, t_D , oscila em torno dos valores médios μ_1 e μ_0 , conforme se trate respectivamente dos *bits* “1” ou “0”. O circuito de decisão compara o valor amostrado com um nível predefinido de decisão, F , atribuindo um valor lógico ao *bit* detectado, um erro ocorre quando o circuito de decisão falha na identificação do sinal amostrado. A probabilidade de erro depende directamente da densidade de probabilidade do sinal amostrado condicionada pela estatística das distribuições de ruído (térmico e quântico) no fotodetector. Para fotodetectores do tipo fotodíodos *pin*, a função densidade de probabilidade é gaussiana com valores médios e variâncias iguais a respectivamente μ_1 , μ_0 , σ_1^2 e σ_0^2 . Os índices “1” e “0” referem-se respectivamente aos bits “1” e “0”.

É normalmente escolhido para nível de decisão um valor para o qual as probabilidades de erro associadas aos símbolos binários são iguais, correspondendo ao valor mínimo de probabilidade de erro. Assim, o nível de decisão exprime-se como

$$I_D = \frac{\sigma_0 \mu_1 + \sigma_1 \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (2.40)$$

Quando as variâncias, σ_1^2 e σ_0^2 , são iguais, o nível de decisão é dado por:

$$I_D = \frac{1}{2}(\mu_1 + \mu_0) \quad (2.41)$$

A probabilidade de erro pode então exprimir-se como [Lima 03]:

$$BER \cong \frac{\exp(-Q^2/2)}{Q\sqrt{2\pi}} \quad (2.42)$$

O símbolo Q é designado por factor de qualidade, sendo interpretado como a relação sinal/ruído em termos de amplitudes. O factor de qualidade é dado pela equação 2.43.

$$Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_1 - \sigma_0} \quad (2.43)$$

Na realidade, o sinal óptico emitido pelo módulo de transmissão encontra-se desviado da situação ideal a que se somam os efeitos de degradação devidos à propagação na fibra óptica e do ruído. As limitações induzidas pela dispersão tornam-se particularmente relevantes para longos troços de fibra e quando se praticam elevados ritmos de transmissão. Desta forma, a potência óptica mínima requerida para que o receptor tenha um dado desempenho tem necessariamente de aumentar em relação a uma situação onde não existe fibra, sendo este desvio denominado de penalidade de potência. Uma das fontes de penalidade de potência está associada à existência de energia transportada pelos *bits* “0”, que dependendo do funcionamento da fonte óptica, pode ser uma fracção considerável da energia transportada pelos *bits* “1”. Esta fracção é designada por razão de extinção, sendo dada por:

$$r_{ex} = \frac{P_0}{P_1} \quad (2.44)$$

onde P_0 e P_1 designam as potências associadas respectivamente aos símbolos binários “0” e “1”.

A penalidade de potência expressa em decibel (dB), δ_{ex} , associada à razão de extinção define-se através da seguinte expressão [Agrawal 02]:

$$\delta_{ex} = 10 \log_{10} \left(\frac{1 + r_{ex}}{1 - r_{ex}} \right) \quad (2.45)$$

A dispersão cromática é também uma fonte de penalidade de potência, podendo afectar a sensibilidade do receptor. Devido à dispersão, a energia do impulso óptico associado a um dado símbolo binário pode distribuir-se durante um intervalo de tempo superior ao período do bit, T_B , o que se traduz numa diminuição da energia média e consequentemente numa maior potência necessária para que o receptor assegure o mesmo desempenho. Esta forma de penalidade de potência, δ_d , depende da dispersão cromática e do comprimento do troço de fibra óptica, mas também do ritmo de transmissão e da largura espectral dos impulsos ópticos à saída da fonte [Agrawal 02]:

$$\delta_d = -5 \log_{10} \left[1 - (4BLD\sigma_\lambda)^2 \right] \quad (2.46)$$

onde B representa o ritmo de transmissão, L o comprimento, D a dispersão cromática e σ_λ a largura rms do espectro da fonte óptica, assumido como sendo gaussiano. O desempenho de um receptor é normalmente expresso pela probabilidade de erro (BER) em função da potência óptica recebida ou qualitativamente através da análise do diagrama de olho.

Uma forma de determinar experimentalmente a penalidade de potência, devida aos efeitos de propagação na fibra óptica consiste em ligar directamente o transmissor ao receptor e determinar a potência óptica mínima necessária que assegura uma dada probabilidade de erro. Depois da propagação na fibra determina-se novamente a potência óptica para a mesma probabilidade de erro, sendo a penalidade de potência a diferença entre os dois valores obtidos.

2.4– Efeito da temperatura na dispersão cromática da fibra óptica

Os efeitos da temperatura sobre a dispersão cromática de primeira e segunda ordem resultam do facto do índice de refração da Sílica variar com a temperatura. Na secção 2.2.1, referiu-se que a Sílica tem duas frequências de ressonância, correspondentes a vibrações da rede e a transições electrónicas, o que reduz a equação de Sellmeier a dois termos. Como a energia de ressonância vibracional é praticamente independente da temperatura, conclui-se que as perturbações térmicas no índice de refração ficam

associados às transições electrónicas. A equação de Sellmeier pode rescrever-se, explicitando os parâmetros correspondentes à energia das referidas ressonâncias [Matsuoka91]:

$$n^2 = 1 + \frac{a_e}{E_e^2 - E^2} \quad (2.47)$$

E_e designa a energia da ressonância associada às transições electrónicas, ou seja, o hiato de energia entre as bandas de valência e de condução, a_e é uma constante correspondente à “força” dos osciladores, associada a essa ressonância. A derivada do índice de refração em ordem à temperatura é directamente relacionada com as dependências térmicas da constante a_e e da energia de hiato, E_e . [Matsuoka 91]:

$$2n \frac{dn}{dT} = \frac{1}{(E_e^2 - E^2)} \frac{da_e}{dT} - \frac{2a_e E_e}{(E_e^2 - E^2)^2} \frac{dE_e}{dT} \quad (2.48)$$

O cálculo da derivada de a_e em ordem à temperatura implica a determinação do efeito da temperatura sobre a “força” total dos osciladores por unidade de volume. A força de cada oscilador não é afectada pela temperatura, uma vez que tanto a massa como a carga do oscilador são insensíveis a variações térmicas, no entanto o número de osciladores por unidade de volume vai se alterar devido à expansão térmica do material, α , tornando da_e/dT diferente de zero. Assim sendo, a equação 2.48 toma a seguinte forma:

$$2n \frac{dn}{dT} = -\frac{3\alpha a_e}{(E_e^2 - E^2)} - \frac{2a_e E_e}{(E_e^2 - E^2)^2} \frac{dE_e}{dT} \quad (2.49)$$

A equação 2.49 pode ser simplificada de modo a introduzir o parâmetro n_1 , que representa o índice de refração numa região do espectro compreendida entre as duas frequências de ressonância principais, a iónica e a electrónica. Nesta região, tem-se que o índice de refração estabiliza o seu valor, sendo praticamente independente da frequência [Ghosh 94]. O parâmetro n_1 relaciona-se com a_e é:

$$a_e = (n_1^2 - 1)E_e^2 \quad (2.50)$$

A equação 2.49 expressa-se então segundo a seguinte forma [André 04]:

$$2n \frac{dn}{dT} = -3\alpha \frac{E_e^2}{(E_e^2 - E^2)} (n_1^2 - 1) - \frac{E_e^3}{(E_e^2 - E^2)^2} \frac{2}{E_e} \frac{dE_e}{dT} (n_1^2 - 1) \quad (2.51)$$

Finalmente, a equação pode ser novamente reescrita em função do comprimento de onda, de modo a possibilitar o cálculo da dependência térmica da dispersão cromática e da dispersão cromática de segunda ordem [André 04]:

$$2n \frac{dn}{dT} = -3\alpha \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_e^2)} (n_1^2 - 1) + \left(\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_e^2} \right)^2 \frac{2}{E_e} \frac{dE_e}{dT} (n_1^2 - 1) \quad (2.52)$$

Apesar da dependência térmica da dispersão ser não linear em todo o espectro, a linearidade é observável na gama de comprimentos de onda de interesse para as comunicações ópticas. Assim, tem-se uma dependência térmica da dispersão cromática de $-1,5 \times 10^{-3} \text{ ps.nm}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ K}^{-1}$ para fibras com núcleo de Sílica e para um comprimento de onda de 1550 nm. O comprimento de onda onde ocorre o valor nulo da dispersão também varia linearmente com a temperatura, sendo a sua variação de $0,025 \pm 0,004 \text{ nm.K}^{-1}$. É de referir que estes resultados foram confirmados experimentalmente num intervalo de temperaturas entre -100°C e 100°C [Ghosh 94].

O modelo empírico que foi descrito na secção 2.2.1 também pode ser usado para descrever os efeitos térmicos sobre a dispersão total. Assim sendo, a dependência térmica da dispersão cromática obtém-se por derivação da equação 2.38 em ordem à temperatura.

$$\frac{dD}{dT} = \frac{1}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \frac{dS_0}{dT} - \frac{S_0 \cdot \lambda_0^3}{\lambda^3} \frac{d\lambda_0}{dT} \quad (2.53)$$

Em torno do valor nulo da dispersão cromática, a taxa de variação da dispersão com a temperatura é dada por.

$$\left. \frac{dD}{dT} \right|_{\lambda=\lambda_0} = -S_0 \frac{d\lambda_0}{dT} \quad (2.54)$$

A dependência térmica da dispersão cromática de segunda ordem obtém-se fazendo a derivada da equação 2.39 em ordem à temperatura [Hamp 02]:

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{dD}{d\lambda} \right) = \frac{1}{4} \left(1 + 3 \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \frac{dS_0}{dT} + 3S_0 \frac{\lambda_0^3}{\lambda^4} \frac{d\lambda_0}{dT} \quad (2.55)$$

A implementação das equações 2.53 e 2.55 requer o conhecimento prévio da dependência de S_0 e λ_0 com a temperatura. Tipicamente, para as fibras ópticas monomodo, S_0 diminui com a temperatura enquanto que λ_0 aumenta [Kato 00]. As taxas de variação destas grandezas com a temperatura foram determinadas para fibras *SMF* com o valor nulo de

dispersão em $1319,30 \pm 0,14$ nm [Hamp 02]. Posteriormente, estimou-se através das equações 2.53 e 2.55 os valores das dependências térmicas das dispersões cromáticas de primeira e segunda ordem, obtendo-se respectivamente $-1,4 \times 10^{-3}$ ps.nm⁻¹.km⁻¹.K⁻¹ e $2,1 \times 10^{-6}$ ps.nm⁻².km⁻¹.K⁻¹, para uma gama de temperatura compreendida entre -40°C e 60°C. A figura 2.3 sintetiza os resultados deste procedimento, comparando-os com aqueles obtidos seguindo a via teórica descrita na secção 2.2.1. A linha a cheio corresponde ao valor teóricos obtidos pelas equações 2.32, 2.33, 2.35 e 2.49. A linha a tracejado foi obtida através de um ajuste linear dos pontos obtidos pelas expressões 2.53 e 2.55.

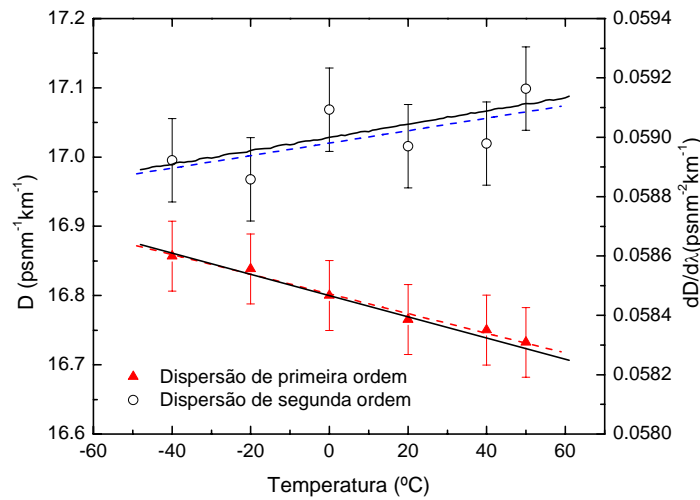


Figura 2. 3. Valores teóricos (linha cheia) e experimentais (pontos) de dispersão cromática de primeira e segunda ordem em função da temperatura para um comprimento de onda de 1550 nm [André 04].

2.5– Implicações do efeito da temperatura nas comunicações ópticas

Nas secções 2.2 e 2.4 estudou-se de forma exaustiva os efeitos da temperatura na dispersão cromática de primeira e segunda ordem em fibras ópticas monomodo. Numa gama de temperaturas correspondente às amplitudes térmicas ambientais normalmente observáveis, verificou-se uma dependência linear da dispersão cromática de primeira e segunda ordem com a temperatura, sendo as constantes de proporcionalidade respectivamente iguais a $-1,4 \times 10^{-3}$ ps.nm⁻¹.km⁻¹.K⁻¹ e $2,1 \times 10^{-6}$ ps.nm⁻².km⁻¹.K⁻¹. De referir que para sistemas de comunicações ópticas de elevado débito (10 Gb/s ou superiores) a dispersão cromática de segunda ordem assume uma relevância considerável quando a dispersão cromática de primeira ordem se encontra compensada. Atendendo a que os efeitos dispersivos do meio de transmissão afectam consideravelmente a sensibilidade de um receptor óptico, é

expectável que esta se desvie do valor planeado sempre que ocorram variações de temperatura na fibra óptica.

2.5.1– Simulação

Através do *software* comercial (*Transmission Maker* da VPI), modelizou-se um sistema de comunicações ópticas, constituído pelos módulos descritos, como se encontra ilustrado na figura 2.4.

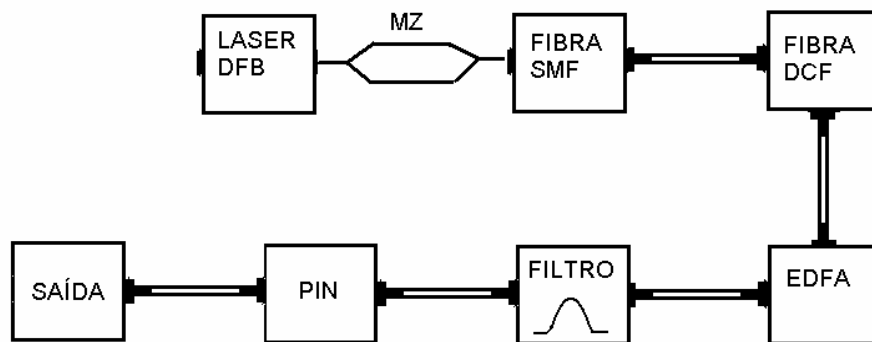


Figura 2. 4– Esquema do sistema de comunicações ópticas que foi simulado.

O emissor compreende um laser DFB com 10 MHz de largura espectral, emitindo num comprimento de onda centrado em 1550 nm e modulado externamente a 40 Gb/s por um modulador de Mach-Zehnder com uma sequência PRBS (*pseudo random binary sequence*) de comprimento 2^7-1 e codificação NRZ (*non return to zero*). O sinal à entrada da fibra tem uma potência média de 3 dBm e uma razão de extinção de 15 dB. Estes valores foram escolhidos por se aproximarem daqueles utilizados na implementação laboratorial descrita na secção seguinte.

O troço de fibra óptica SMF tem um comprimento de 40 km e uma atenuação de 0,2 dB/km, as dispersões cromática de primeira e segunda ordem valem respectivamente $16,8 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ e $58,98 \times 10^{-3} \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$. Após o troço de fibra óptica, existe um outro de fibra DCF, com 10 Km de comprimento e uma atenuação de 0,5 dB/km, sendo as dispersões cromáticas totais de primeira e segunda ordem respectivamente iguais a 672 ps.nm^{-1} e $2359,2 \text{ ps.nm}^{-2}$. A área eficaz das duas fibras é igual de $80 \mu\text{m}^2$, tendo sido desprezados os efeitos não lineares. Antes do detector, o sinal é pré-amplificado por um EDFA com uma potência fixa de saída de 0 dBm e uma figura de ruído de 10 dB. Para

eliminar o ruído óptico proveniente deste amplificador foi utilizado um filtro gaussiano de ordem 1, com uma largura espectral de 320 GHz. Após o qual se encontra um fotodíodo do tipo *pin* com responsividade de 0,8 A/W, uma corrente de escuro de 1 nA e um ruído térmico de $1 \text{ pAHz}^{-1/2}$, sendo contabilizado ainda o ruído quântico. O sinal é reformatado por um filtro passa-baixo eléctrico com uma largura de 28 GHz. Nestas condições o sinal óptico à entrada do fotodíodo foi atenuado para $63 \text{ } \mu\text{W}$ (-12 dBm), de forma a reproduzir as perdas existentes nos conectores ópticos. A simulação foi realizada para temperaturas no troço de fibra óptica SMF compreendidas entre -40°C e 80°C , mantendo-se constante a temperatura na fibra DCF.

A figura 2.5 mostra uma representação gráfica do factor de qualidade, Q , em função da temperatura no troço de fibra óptica, onde se pode observar nitidamente uma degradação da qualidade do sinal para temperaturas deslocadas da temperatura ambiente. Para a temperatura ambiente, existe uma compensação perfeita da dispersão cromática de primeira e segunda ordem. A figura 2.6 mostra os diagramas de olho para valores extremos de temperatura no troço de fibra óptica SMF (-40°C e 80°C), assim como para a temperatura ambiente (20°C), sendo visíveis os efeitos térmicos na degradação da qualidade do sinal.

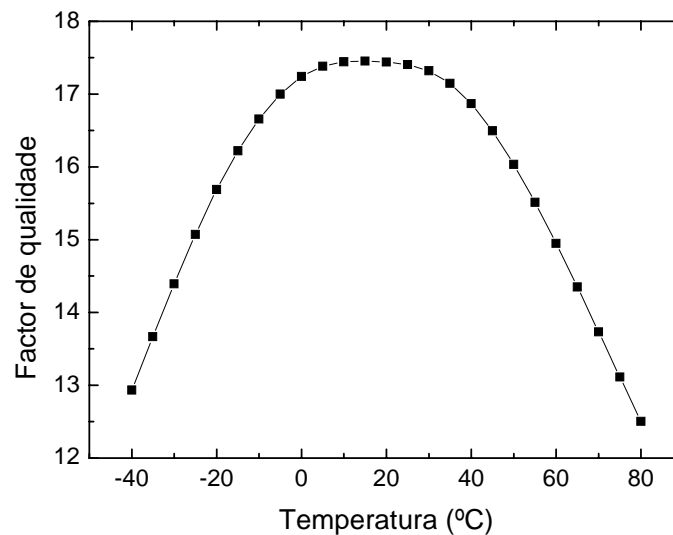


Figura 2. 5— Representação gráfica do factor de qualidade em função da temperatura no troço de fibra óptica SMF.

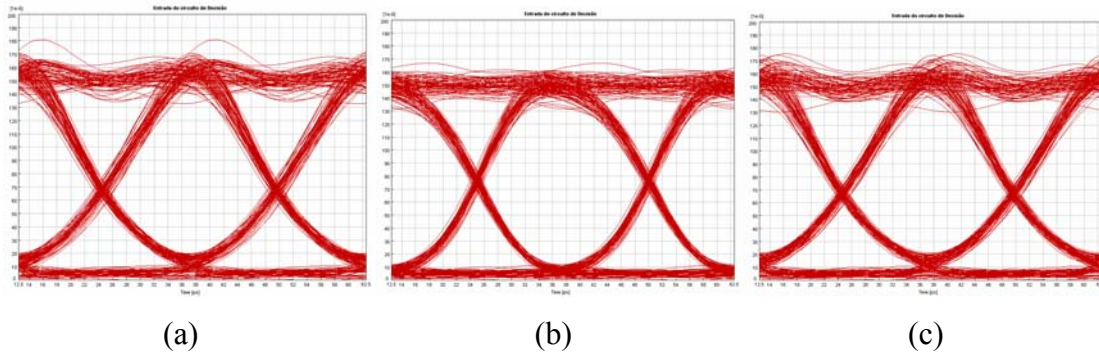


Figura 2. 6– Os diagramas de olho para uma potência óptica média no receptor de $15 \mu\text{W}$ quando a temperatura no troço de fibra óptica é igual a 40°C (a), 20°C (b) e 80°C (c).

2.5.2– Resultados experimentais

O sistema descrito na secção anterior foi implementado experimentalmente nos laboratórios da Siemens SA em Alfragide. É de referir que, contrariamente ao que foi simulado, não se pode garantir uma equalização completa da dispersão cromática para a temperatura ambiente. A fibra SMF foi colocada numa câmara de temperatura controlada e tal como na secção precedente avaliou-se o desempenho do sinal detectado para diversos valores de temperatura na fibra. Para garantir que a temperatura na fibra se encontra estável no valor predeterminado usou-se um tempo de equalização térmica de duas horas entre medidas consecutivas. O sinal à saída do emissor apresentava um diagrama de olho, tal como se encontra ilustrado da figura 2.7.

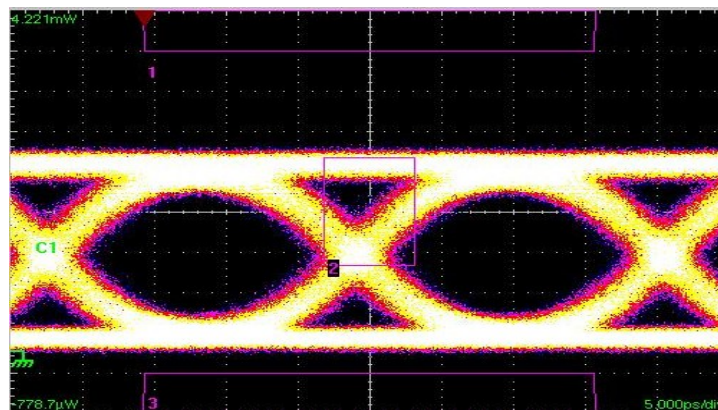


Figura 2. 7– Diagrama de olho na situação directa.

A figura 2.8 mostra a probabilidade de erro binário (BER) em função da potência óptica para várias temperaturas no troço de fibra óptica SMF, sendo a primeira curva referente à situação em que o receptor está directamente ligado ao emissor.

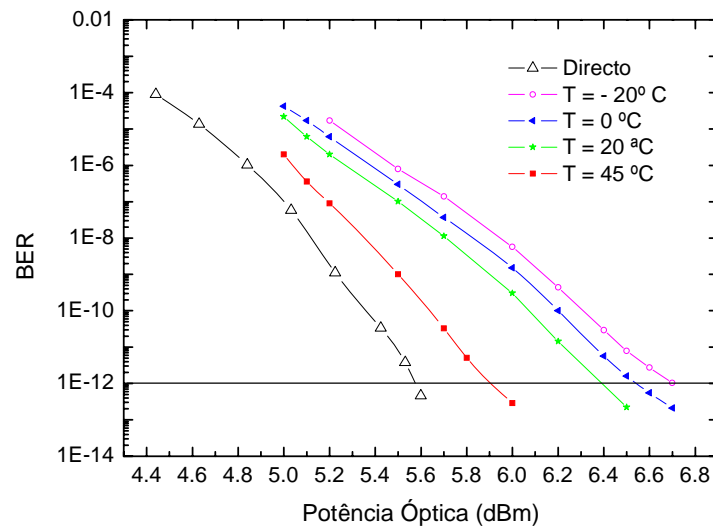


Figura 2. 8– Representação gráfica da probabilidade de erro em função da potência óptica à entrada do receptor para diferentes temperaturas no troço de fibra óptica.

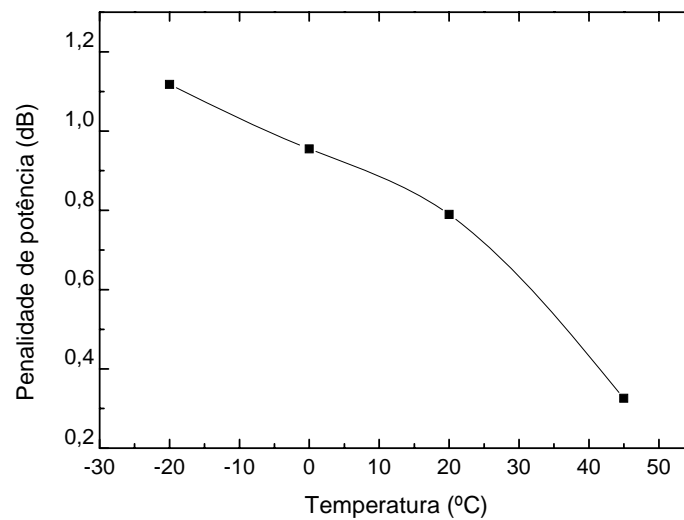


Figura 2. 9– Penalidade de potência para uma probabilidade de erro de 10^{-12} em função da temperatura no troço de fibra óptica.

A figura 2.9, complementa a figura 2.8 e mostra a penalidade de potência para uma probabilidade de erro de 10^{-12} em função da temperatura. Em ambos os gráficos o desempenho do sistema melhora quando a temperatura do troço de fibra óptica é mais elevada.

Na secção 2.4 mostrou-se que a dispersão cromática de primeira ordem diminui efectivamente com o aumento da temperatura. Este facto permite explicar o comportamento do gráfico da figura 2.9. Experimentalmente, não se observou uma simetria desse comportamento em relação à temperatura ambiente como está descrito na

figura 2.5, porque, tal como foi dito anteriormente, não existe uma compensação perfeita da dispersão cromática para a temperatura ambiente.

Ao longo deste capítulo, procedeu-se a uma descrição da importância da dispersão cromática de primeira e segunda ordem na degradação de sinais que se propagam em fibra óptica. Mostrou-se que esta grandeza resulta de duas contribuições, a dispersão do material e a dispersão do guia de onda, e apresentaram-se modelos para descrever a sua dependência com a temperatura. Os modelos apresentados mostraram resultados consistentes com observações experimentais, sendo de relevar que para uma gama de temperaturas correspondentes às amplitudes térmicas ambientais tanto a dispersão cromática de primeira ordem como a dispersão cromática de segunda ordem apresentam um comportamento linear. Com base nestes resultados, fez-se uma análise qualitativa das implicações da temperatura no desempenho de sistemas ópticos com elevados ritmos de transmissão, particularmente a 40 Gb/s, comparando-se dados de simulação numérica com resultados experimentais. Em ambos os casos, observou-se uma melhoria no desempenho do sistema com o aumento da temperatura resultante de um decréscimo da dispersão cromática do sistema.

Capítulo 3

Redes de Bragg gravadas em fibra óptica

3.1– Introdução

Neste capítulo, faz-se uma revisão teórica das redes de Bragg gravadas em fibra óptica, nomeadamente o modelo que descreve a sua resposta espectral. O capítulo está dividido em duas partes. Na primeira, procede-se a uma revisão da teoria das redes de difracção, nomeadamente, das redes de difracção obtidas por modulação do índice de refração, nas quais se incluem as redes de Bragg gravadas em fibra óptica. No sentido de se obter os espectros da reflectividade e da fase para esse tipo de rede, procede-se também a uma descrição da teoria dos modos acoplados, enfatizando a sua aplicação na descrição de redes de Bragg uniformes, apodizadas e de período variável. A segunda parte deste capítulo é dedicada ao estudo da compensação dinâmica da dispersão cromática. Começa-se por derivar uma expressão para a dispersão de uma rede de Bragg com aperiodicidade linear, seguidamente, apresenta-se uma descrição dos efeitos da temperatura nas propriedades

espectrais de redes de Bragg uniformes e não uniformes, realçando o seu uso como elemento de sintonia da dispersão.

3.2– Redes de difracção

Uma rede de difracção consiste numa série de elementos repetidos (sejam aberturas ou obstáculos) que provocam alterações periódicas na amplitude ou na fase de uma onda incidente. A modulação em fase resulta na alteração da fase de uma onda quando esta encontra obstáculos na sua propagação, sem contudo produzir perturbações na sua amplitude [Hecht 87]. Para ondas electromagnéticas que se propagam num determinado meio óptico é possível produzir modulação de fase através de perturbações espaciais do índice de refracção.

Numa rede de difracção em fibra óptica existe uma modulação da fase da frente de onda que se encontra maioritariamente confinada no núcleo da fibra. Na prática, esta modulação é conseguida pela perturbação do índice de refracção efectivo da fibra óptica ao longo do seu eixo de propagação, sendo que esta perturbação é, usualmente, uma função periódica da posição. Neste dispositivo, a modulação do índice de refracção efectivo, δn_{eff} , é proporcional à modulação do índice de refracção do seu núcleo, δn_n , de acordo com [Erdogan 97]:

$$\delta n_{eff} \cong \Gamma \delta n_n \quad (3.1)$$

O termo Γ é designado por factor de confinamento do modo guiado no núcleo da fibra óptica. Numa situação geral, o factor de confinamento é obtido pela equação 3.2 [Erdogan 97].

$$\Gamma = \frac{b^2}{V^2} \left[1 - \frac{J_l^2(V\sqrt{1-b})}{J_{l+1}^2(V\sqrt{1-b})J_{l-1}^2(V\sqrt{1-b})} \right] \quad (3.2)$$

Sendo que V é a frequência normalizada para uma fibra óptica com núcleo de raio a , b é a constante de propagação normalizada e J_l a função de Bessel de ordem l . Usualmente, o factor de confinamento assume valores próximos da unidade.

As redes de difracção gravadas em fibra óptica podem ser produzidas por exposição transversal de uma fibra óptica a um padrão de intensidades de radiação ultravioleta. Esta exposição induz alterações permanentes no índice de refracção efectivo, que passa a ser espacialmente modulado de acordo com a equação 3.3.

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) \left[1 + v \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi(z)\right) \right] \quad (3.3)$$

onde, $\overline{\delta n_{eff}}$ designa o valor médio da modulação do índice de refração, calculado ao longo do período espacial Λ , v a visibilidade do padrão de intensidades, e Φ a aperiodicidade espacial de modulação.

As redes de difracção em fibra óptica devem as suas propriedades espectrais e temporais à variação do índice de refração ao longo da posição longitudinal, pelo que a equação 3.3 está na base dos resultados que são apresentados ao longo deste capítulo.

A descrição física das redes de difracção em fibra óptica, nomeadamente as redes de Bragg, encontra uma formulação elegante e completa na teoria dos modos acoplados. A sua descrição e aplicações podem ser encontradas em diversas referências, contudo no âmbito deste trabalho, será usado o formalismo desenvolvidos por *Erdogan* (1997). De acordo com a teoria dos modos acoplados, a modulação no índice de refração efectivo promove a transferência de energia entre modos guiados numa fibra óptica, favorecendo assim o aparecimento de ressonâncias para determinadas direcções. Nas redes de Bragg em fibra óptica, considera-se a existência de duas direcções, a propagante e a contra-propagante. A ressonância é observada para esta última sempre que se verifique uma determinada relação entre o comprimento de onda do campo electromagnético incidente e o período espacial de modulação do índice de refração do meio. Esta relação é genericamente conhecida por condição de Bragg.

A componente transversal do campo eléctrico pode expressar-se como a sobreposição dos modos ideais do guia de onda sem perturbações, referenciados pelo índice j , de acordo com [Erdogan 97]:

$$\vec{E}^t(x, y, z, t) = \sum_j [A_j(z) \exp(i\beta_j z) + B_j(z) \exp(-i\beta_j z)] \vec{e}_{jt}(x, y) \exp(-i\omega t) \quad (3.4)$$

$A_j(z)$ e $B_j(z)$ representam, respectivamente as amplitude do modo de índice j para as direcções propagante e contrapropagante, em função da posição. Em condições ideais, os modos são ortogonais, pelo que não existem trocas de energia entre eles. Contudo, a presença de uma perturbação periódica no índice de refração provoca geralmente o acoplamento entre os vários modos. Assim sendo, as amplitudes A_j e B_j passam a variar com a posição de acordo com as equações seguintes:

$$\begin{cases} \frac{dA_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] + i \sum_k B_k (K_{kj}^t - K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k - \beta_j)z] \\ \frac{dB_j}{dz} = i \sum_k A_k (K_{kj}^t - K_{kj}^z) \exp[i(\beta_k - \beta_j)z] - i \sum_k B_k (K_{kj}^t + K_{kj}^z) \exp[-i(\beta_k - \beta_j)z] \end{cases} \quad (3.5)$$

K_{kj}^t e K_{kj}^z representam respectivamente os coeficiente de acoplamento transversal e longitudinal dos modos k e j , sendo este último desprezável para modos guiados em fibra óptica. [Erdogan 97]. Assim sendo, tem-se que o coeficiente de acoplamento é dado através da equação 3.6.

$$K_{kj}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} dx dy \Delta \varepsilon(x, y, z) \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y) \quad (3.6)$$

onde $\Delta \varepsilon = 2n\delta n$ é a amplitude da perturbação da permitividade eléctrica. O coeficiente de acoplamento também se pode expressar segundo:

$$K_{kj}^t(z) = \sigma_{kj}(z) + 2k_{kj}(z) \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi(z)\right] \quad (3.7)$$

onde:

$$\sigma_{kj}(z) = \frac{\omega n_{nucleo}}{2} \overline{\delta n_{nucleo}}(z) \iint_{nucleo} dx dy \vec{e}_{kt}(x, y) \cdot \vec{e}_{jt}^*(x, y) \quad (3.8)$$

representa o coeficiente de acoplamento “dc” enquanto que

$$k_{kj}(z) = \frac{\nu}{2} \sigma_{kj}(z) \quad (3.9)$$

designa o coeficiente de acoplamento “ac”. Note que na formulação apresentada considera-se que a modulação de índice de refração ocorre predominantemente no núcleo da fibra óptica, pelo que $\overline{\delta n_{eff}} \approx \overline{\delta n_{nucleo}}$.

Para redes de Bragg, o sistema de equações 3.5 pode ser simplificado para:

$$\begin{cases} \frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}R(z) + ikS(z) \\ \frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}S(z) - ik^*R(z) \end{cases} \quad (3.10)$$

uma vez que na proximidade da situação de ressonância, ocorre a sobreposição da reflexão da componente de amplitude $A(z)$ com a componente de amplitude $B(z)$. O sistema passa a

ser então definido pela componente transmitida e reflectida do modo guiado que se propaga segundo $+z$. Neste sentido, $S(z)$ designa a amplitude da componente reflectida e $R(z)$ a amplitude da componente transmitida. Definiram-se duas novas grandezas: δ e $\hat{\sigma}$, esta última define um coeficiente mais geral de acoplamento “dc” dado por:

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\Phi}{dz} \quad (3.11)$$

Como o sistema de equações 3.10 foi obtido para uma situação na proximidade da condição de ressonância em reflectividade, o termo δ refere-se ao desvio entre o vector de propagação da onda incidente e o vector de onda da rede, sendo por isso denominado por vector de dessintonia, definido através da seguinte expressão:

$$\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (3.12)$$

em que $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$. Na situação de ressonância o vector dessintonia tem valor nulo pelo que a expressão anterior se converte na condição de Bragg.

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.13)$$

sendo λ_B o comprimento de onda de Bragg, dando o nome a este tipo de redes.

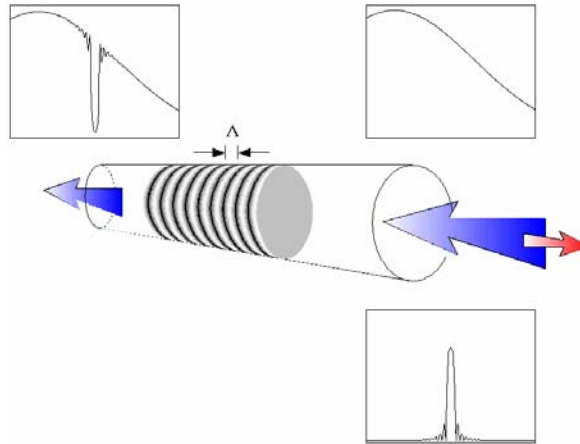


Figura 3. 1 – Representação esquemática do princípio de operação das redes de Bragg, ilustrando resposta espectral em reflexão e transmissão [Araújo 99].

De acordo com a equação 3.13, sempre que o comprimento de onda do campo eléctrico incidente respeitar a condição de Bragg, observa-se um acoplamento entre modos guiados no núcleo da fibra óptica, que se propagam em direcções opostas. Nestas condições, é

sempre expectável a ocorrência de um máximo de intensidade na direcção contrapropagante. De referir que esta ressonância se deve ao facto de todas as ondas dispersas na direcção contrapropagante em cada período espacial da rede se encontrarem em fase. A figura 3.1 ilustra este princípio de operação.

3.3– Redes de Bragg

Uma rede de Bragg é designada por uniforme quando o valor médio da amplitude de modulação do índice de refração, $\overline{\delta n_{eff}}(z)$, assume um valor constante ao longo do comprimento da fibra e quando a sua aperiodicidade, $d\Phi/dz$, for nula. Para este tipo de rede, o sistema de equações diferenciais 3.10 é resolúvel analiticamente para determinadas condições fronteira, uma vez que os coeficientes $\hat{\sigma}$ e k têm valores constantes. Assim sendo, tem-se que o coeficiente de reflexão em amplitude do campo eléctrico, ρ , e a reflectividade r de uma rede de comprimento L são definidos respectivamente por:

$$\rho = \frac{-k \sinh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\hat{\sigma} \sinh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L) + i\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)} \quad (3.14)$$

$$r = \rho \times \rho^* = \frac{\sinh^2(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\cosh^2(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{k^2}} \quad (3.15)$$

A figura 3.2 mostra os espectros da reflectividade de duas redes de Bragg uniformes, com 10 mm de comprimento, em que as amplitudes de modulação do índice valem respectivamente 1×10^{-4} e 5×10^{-4} . Os dados foram obtidos recorrendo à equação 3.14. No espectro da reflectividade observa-se que além de um máximo principal centrado no comprimento de onda para o qual se verifica a condição de Bragg, também se observam outros máximos secundários. Verifica-se também que o valor do máximo da reflectividade bem como a sua largura espectral aumentam com o aumento da amplitude de modulação do índice de refração.

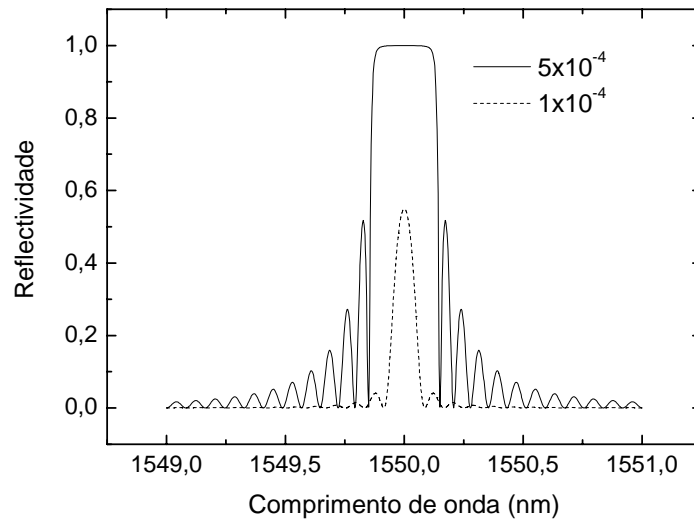


Figura 3. 2 – Espectros da reflectividade de duas FBG uniformes com 10 mm de comprimento centradas no comprimento de onda de 1550 nm para amplitudes de modulação do índice respectivamente iguais a 1×10^{-4} e 5×10^{-4} .

Com efeito, é possível definir de dois tipos de redes uniformes: redes fracas e redes fortes. Numa rede forte, o acoplamento entre modos contrapropagantes é de tal ordem intenso que o sinal é reflectido sem atravessar a rede em toda a sua extensão, sendo a reflectividade máxima próxima do valor unitário. A largura espectral entre os dois primeiros nulos de reflectividade, $\Delta\lambda_0$, é directamente proporcional ao valor médio da amplitude de modulação do índice [Erdogan 97].

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \rightarrow \frac{\overline{v\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \quad (3.16)$$

Para as redes fracas, o sinal atravessa a rede na sua totalidade, pelo que é observável um incremento no valor da reflectividade máxima com o comprimento da mesma. Uma rede maior compreende um maior número de períodos espaciais, N , pelo que ocorre a sobreposição em fase de um maior número de onda dispersas na direcção considerada. A largura espectral entre os dois primeiros zeros é inversamente proporcional a N [Erdogan 97].

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda} \rightarrow \frac{2}{N} \quad (3.17)$$

A presença de máximos secundários em reflectividade ocorre contudo, para ambos os tipos de rede. Estas ressonâncias devem-se à ocorrência de reflexões múltiplas na extremidade da rede, decorrentes da descontinuidade no índice de refração aí observada, formando

assim uma cavidade de Fabry -Pérot. Como se verá mais adiante, o recurso a técnicas de apodização revela-se eficaz na supressão destes lóbulos indesejáveis. Em determinadas aplicações como a separação de canais adjacentes em sistemas WDM, ou a compensação da dispersão, a existência destes lóbulos laterais pode ser muito penalizante.

A resposta espectral das redes de Bragg uniformes obtém-se directamente da expressão 3.14. A reflectividade máxima obtida através de 3.15 com $\hat{\sigma}$ igual a zero, pode então ser expressa em função do coeficiente de acoplamento e do comprimento da rede, de acordo com a equação 3.18.

$$r_{\max} = \tanh^2(kL) \quad (3.18)$$

Na figura 3.3 apresentam-se quatro representações para a reflectividade máxima em função do comprimento da rede e para diferentes valores de amplitude de modulação do índice de refração efectivo. Em todas as representações observa-se um aumento da reflectividade máxima com o comprimento da rede, contudo a taxa de variação destas duas grandezas é proporcional a $\overline{\delta n_{eff}}$.

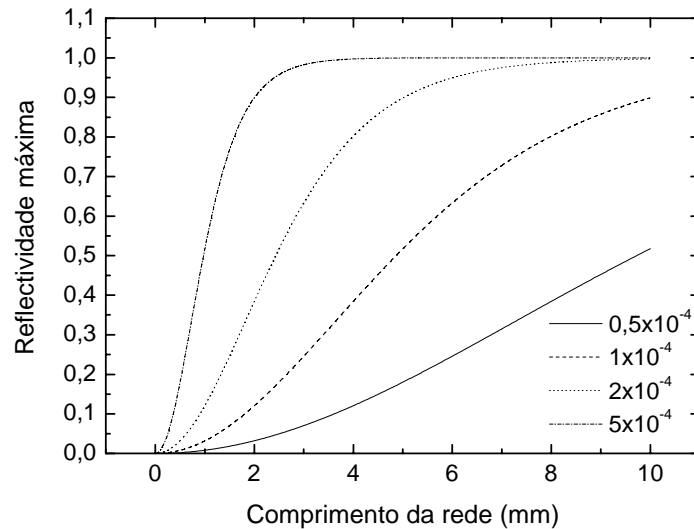


Figura 3.3 – Dependência da reflectividade máxima com o comprimento de uma rede de Bragg uniforme centrada a 1550 nm e para diferentes amplitudes de modulação do índice de refração.

O efeito combinado destes dois efeitos, amplitude de modulação do índice e comprimento da rede, é descrito pelo produto kL , também designado por constante de acoplamento integrada. A figura 3.4 fornece uma representação gráfica da reflectividade máxima com a constante kL obtida por implementação directa da equação 3.18. Note-se que a

reflectividade máxima cresce inicialmente, tendendo assintoticamente para o valor unitário.

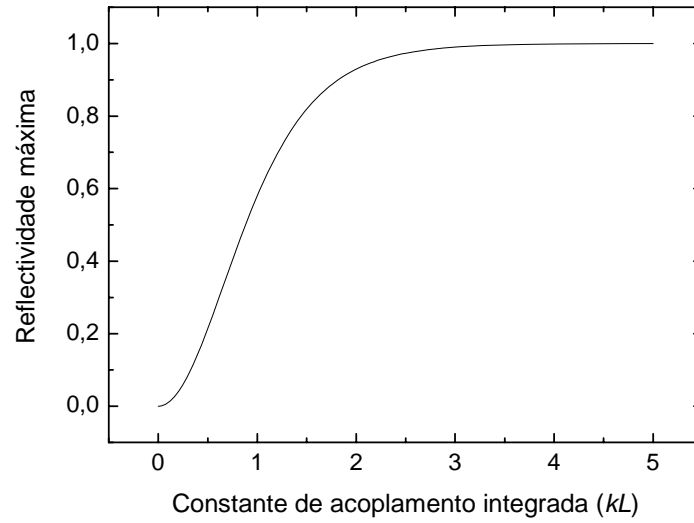


Figura 3. 4 – Dependência da reflectividade máxima com a constante de acoplamento integrada.

Na equação 3.14 foi apresentada uma solução analítica para o coeficiente de reflexão em amplitude, ρ . Como esta grandeza é complexa, existe uma fase, θ_ρ , a ela associada, dada por:

$$\theta_\rho = \tan^{-1} \frac{\text{Im}(\rho)}{\text{Re}(\rho)} \quad (3. 19)$$

A partir da fase do sinal reflectido é possível deduzir a expressão para o atraso de grupo sofrido pelo sinal reflectido. O atraso de grupo define-se directamente a partir da fase segundo a expressão 3.20 [Erdogan 99].

$$\tau_\rho(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_\rho}{d\lambda} \quad (3. 20)$$

A dispersão da rede, D_{rede} , é dada pela derivada do atraso de grupo em ordem ao comprimento de onda.

$$D_{rede}(\lambda) = \frac{d\tau_\rho}{d\lambda} \quad (3. 21)$$

Na figura 3.5 encontra-se a resposta espectral em reflectividade e o atraso de grupo obtidas por implementação das equações 3.14 e 3.20 para uma rede de Bragg uniforme centrada em 1550 nm com 20 mm de comprimento e amplitude de modulação do índice de 1×10^{-4} .

A observação do espectro do atraso de grupo permite-nos concluir que a dispersão é nula para o comprimento de onda onde ocorre o máximo de reflectividade.

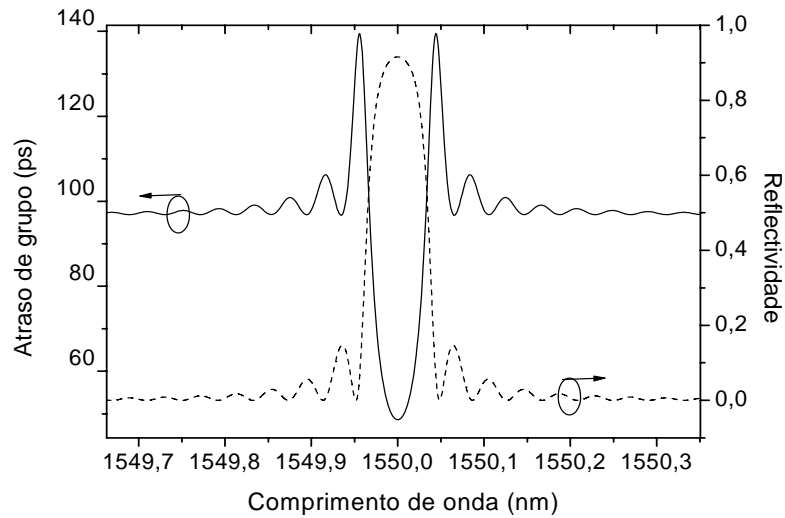


Figura 3. 5 – Espectros da reflectividade e do atraso de grupo para uma rede de Bragg uniforme com 20 mm de comprimento cuja amplitude de modulação do índice de refração efectivo é de 1×10^{-4} .

Aplicando a expressão 3.21 aos dados do atraso de grupo da figura 3.5, obteve-se a dispersão da rede que se encontra na figura 3.6.

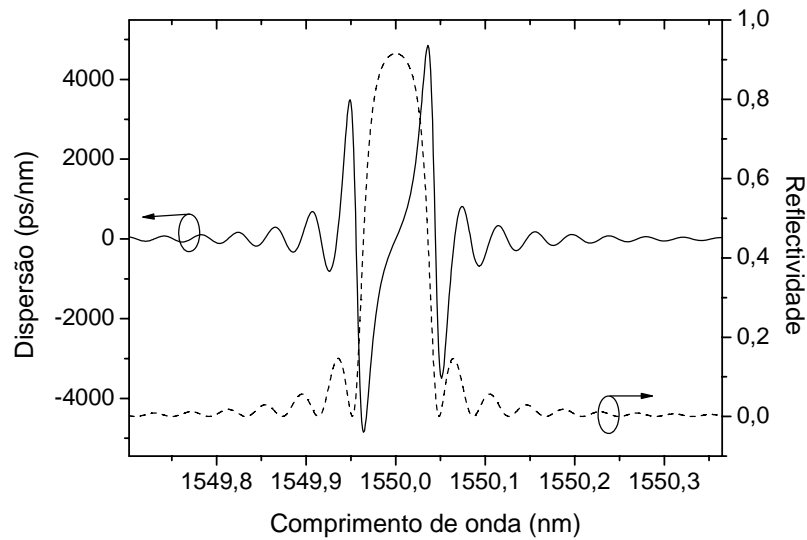


Figura 3. 6 – Espectro da dispersão e da reflectividade de uma rede de Bragg uniforme com 20 mm de comprimento cuja amplitude de modulação do índice de refração efectivo é de 1×10^{-4} .

A apodização do perfil da rede resulta na supressão dos lobos laterais que se formam em torno do pico central da resposta espectral da rede. Uma vez que a existência dessas ressonâncias se deve à descontinuidade do índice de refração nas extremidades da rede,

torna-se necessário modular a amplitude do coeficiente de acoplamento ao longo do seu comprimento através de uma função envolvente cuja transformada de Fourier apresente a distribuição desejada. Os perfis para a função de apodização mais utilizados são o gaussiano e o co-seno elevado definidos respectivamente por:

$$\overline{\delta n_{eff}}(z) = \overline{\delta n_{eff}} \exp\left[-\frac{4 \ln 2 z^2}{FWHM^2}\right] \quad (3.22)$$

$$\overline{\delta n_{eff}}(z) = \overline{\delta n_{eff}} \frac{1}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{\pi z}{FWHM}\right) \right] \quad (3.23)$$

onde FWHM designa a largura a meia altura do perfil da rede.

A resolução analítica do sistema de equações 3.10 para redes apodizadas apresenta contudo dificuldades, uma vez que a alteração do valor médio da modulação espacial do índice implica que os coeficientes k e $\hat{\sigma}$ também apresentam valores que são dependentes da posição. Esta dificuldade pode ser ultrapassada recorrendo a abordagens numéricas [Dionísio 04]. Na figura 3.7 comparam-se os espectros da reflectividade de duas FBG com 5 mm de comprimento sem apodização e com apodização gaussiana, obtidos através de *software* comercial (*Ifograting* da *Optiwave*) sendo observável nesta última a supressão dos lóbulos laterais em torno do máximo central.

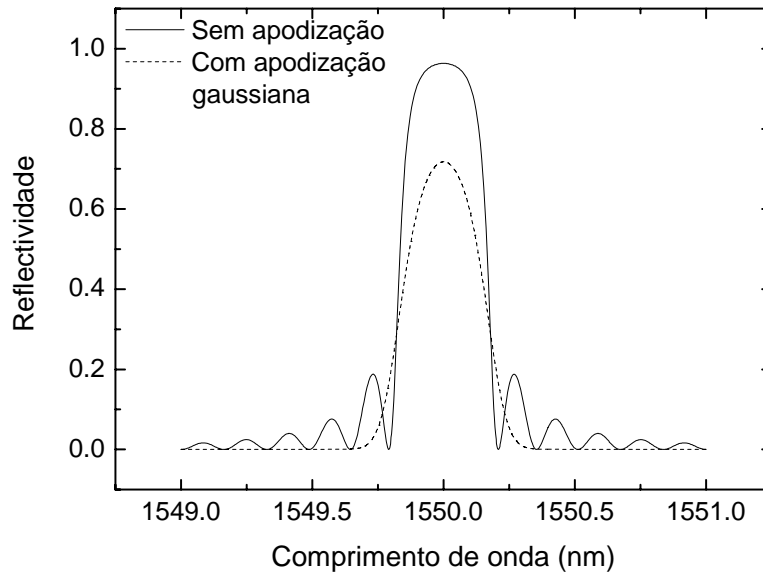


Figura 3. 7 – Espectros da reflectividade de duas FBG com 5 mm de comprimento, centradas a 1550 nm com e sem apodização com uma amplitude de modulação do índice de refração igual a 1×10^{-4} .

3.4– Redes de Bragg de período variável

As redes de Bragg de período variável (CFBG) são caracterizadas por uma condição de ressonância não uniforme ao longo da sua extensão longitudinal. Para este tipo de rede, o termo $d\Phi/dz$ da equação 3.11 não é nulo e consequentemente o período óptico, $n_{eff}\Lambda$, não é constante. Fisicamente, uma rede deste tipo obtém-se pela variação longitudinal do índice de refração efectivo, $n_{eff}(z)$, por variação do período espacial da amplitude de modulação do índice $\Lambda(z)$, ou por variação simultânea de ambas as grandezas. Por razões que resultam do método utilizado na gravação das redes, considerar-se-á que a aperiodicidade decorre da variação de Λ com o comprimento. Desta forma, é possível obter uma aperiodicidade linear fazendo com que o período espacial varie ao longo da posição longitudinal da rede de acordo com:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + C_\Lambda z \quad (3.24)$$

em que Λ_0 designa o período espacial da rede numa das suas extremidades e C_Λ o coeficiente de aperiodicidade, expresso usualmente em nm/cm ou nm/mm. Numa rede de Bragg com aperiodicidade linear, o termo de fase da equação 3.11 é dado por [Erdogan 97]:

$$\frac{1}{2} \frac{d\Phi}{dz} = -\frac{4n_{eff}z}{\lambda_B^2} \frac{d\lambda_B}{dz} \quad (3.25)$$

É habitual encontrar-se na literatura um parâmetro adimensional, F , designado por parâmetro de *chirp*, que representa a razão entre a variação no período da rede e o seu comprimento.

$$F = -4\pi n_{eff} \frac{FWHM^2}{\lambda_B^2} \frac{d\lambda_B}{dz} \quad (3.26)$$

Tal como no caso das redes apodizadas, o sistema de equações 3.10 não é resolúvel analiticamente uma vez que $\hat{\sigma}$ não é constante. É contudo possível obter o espectro da reflectividade para este tipo de rede através de uma abordagem numérica como no caso das redes apodizadas [Dionísio 04].

A largura espectral de uma CFBG é usualmente mais extensa do que a largura de uma FBG, uma vez que existe um maior número de componentes espectrais que verificam a condição de ressonância. Este resultado pode ser observado na figura 3.8, onde é mostrado

o espectro da reflectividade de uma CFBG obtido experimentalmente para uma rede com aperiodicidade linear de 0,6 nm/cm e um comprimento total de 2,5 cm.

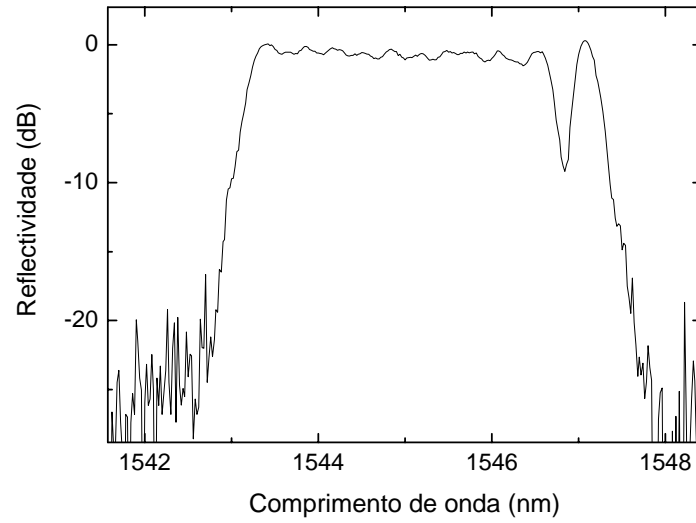


Figura 3. 8 – Espectro experimental da reflectividade de uma rede de Bragg centrada a 1545,2 nm com comprimento igual a 2,5 cm com coeficiente de aperiodicidade de 0,6 nm.cm⁻¹

Para uma CFBG com aperiodicidade linear, tem-se que duas componentes espectrais adjacentes apresentam entre si um determinado atraso temporal, resultando numa dispersão constante. Assim, pode associar-se a cada posição longitudinal da rede uma determinada componente espectral reflectida:

$$\lambda_B(z) = 2n_{eff} [\Lambda_0 + C_\Lambda z] \quad (3.27)$$

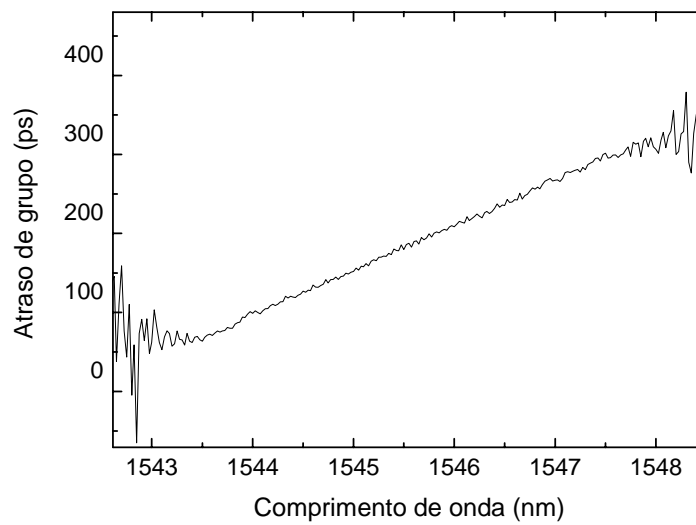


Figura 3. 9 – Espectro experimental do atraso de grupo da rede da figura 3.8.

O percurso óptico de uma dada componente espectral é directamente proporcional à posição em que ela é reflectida na rede. Verifica-se que o atraso de grupo das outras componentes relativamente à componente de tomada como referência, varia linearmente com o comprimento de onda como se pode verificar na figura 3.9.

A monotonia do atraso de grupo com o comprimento de onda depende da orientação da rede relativamente à entrada do sinal. Quando esta é colocada no sentido dos períodos crescentes, observa-se que os comprimentos de onda menores são os primeiros a ser reflectidos e por isso apresentam um atraso menor, sendo C_Λ positivo. O oposto é observado por inversão da rede relativamente à entrada do sinal, resultando num C_Λ negativo. Tomando por referência a componente espectral reflectida numa das extremidades da rede ($z=0$), observa-se que a componente reflectida na extremidade oposta apresenta um atraso dado por:

$$\Delta\tau = \frac{2n_{eff}L}{c} \quad (3.28)$$

onde, c designa a velocidade da luz no vazio. A dispersão da rede obtém-se por diferenciação do atraso de grupo definido pela equação 3.28 em ordem ao comprimento de onda. Considerando, as componentes espectrais reflectidas nos extremos, obtém-se para a dispersão da rede, a equação 3.29.

$$D_{rede} = \frac{2n_{eff}L}{c\Delta\lambda} \quad (3.29)$$

onde $\Delta\lambda$ designa a diferença entre as componentes espectrais reflectidas nas extremidades da CFBG, dada por:

$$\Delta\lambda = 2n_{eff}C_\Lambda L \quad (3.30)$$

O sinal da dispersão está directamente relacionado com o sinal de $\Delta\lambda$, sendo positivo quando a rede é orientada no sentido dos períodos crescentes e negativo por inversão da mesma. A dispersão obtém-se por substituição de 3.30 em 3.29.

$$D_{rede} = \frac{1}{cC_\Lambda} \quad (3.31)$$

Da equação 3.31 decorre que a dispersão de uma rede de Bragg com aperiodicidade linear é independente do seu comprimento, variando apenas com o coeficiente de aperiodicidade, este facto pode ser verificado através dos dados da figura 3.10.

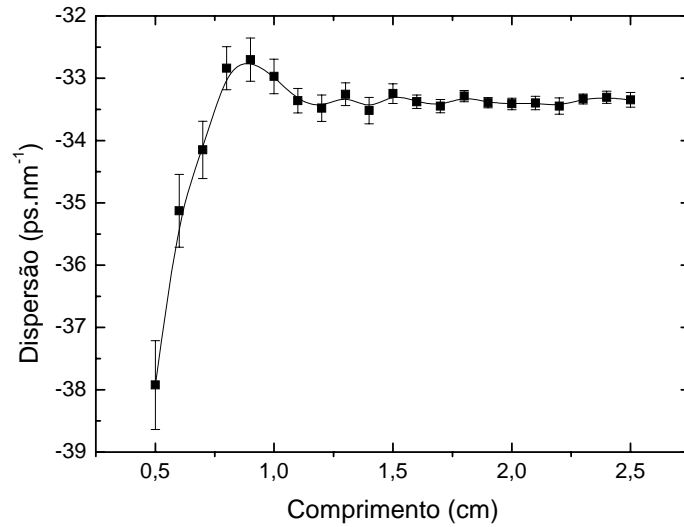


Figura 3. 10 – Dispersão cromática de uma rede de Bragg com aperiodicidade 1 nm.cm^{-1} e amplitude de modulação do índice em função do seu comprimento.

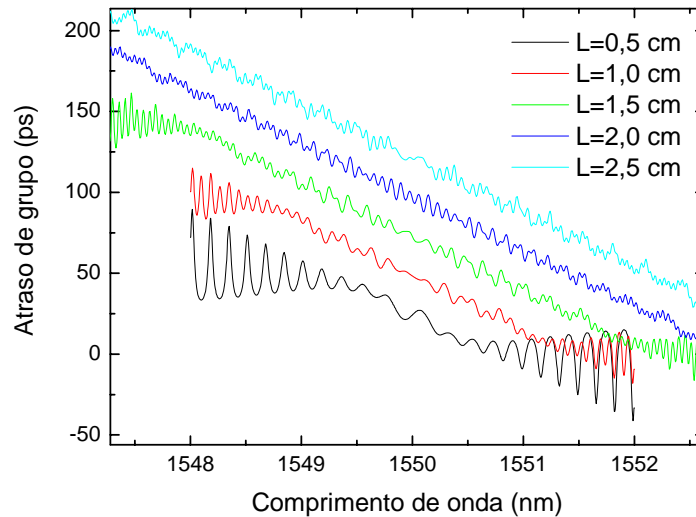


Figura 3. 11– Espectros do atraso de grupo para quatro CFBG com coeficiente de aperiodicidade de 1 nm.cm^{-1} e comprimentos iguais a respectivamente 0,5; 1,0; 1,5; 2,0 e 2,5 cm.

A figura 3.10 mostra o valor da dispersão de uma CFBG com coeficiente de aperiodicidade de 1 nm.cm^{-1} em função do comprimento, obtidos por simulação através do *Ifograting* numa temperatura constante de 25°C . A dispersão foi sempre calculada por interpolação linear dos valores do atraso de grupo em torno do comprimento de onda central. Observa-se que se a rede for suficientemente longa a sua dispersão é independente do comprimento, como é preconizado pela equação 3.31. No entanto, também se observa que para redes de menor extensão ($L < 1 \text{ cm}$), a dispersão assume valores díspares. Este resultado explica-se

pelo erro existente na determinação da dispersão através dos dados de atraso de grupo. Note-se que para redes menos extensas, o erro na dispersão aumenta consideravelmente. A figura 3.11 visualiza quatro representações dos espectros de atraso de grupo de CFBG com coeficiente de aperiodicidade 1 nm.cm^{-1} , para vários comprimentos. É de realçar que na região espectral em torno do comprimento de onda central, se observa uma maior tendência para a linearidade em redes de maior extensão.

Os resultados obtidos através da equação 3.31 também foram comparados com os valores da dispersão de uma CFBG orientada relativamente ao sinal no sentido dos períodos decrescentes, obtidos por simulação numérica. Os dados da rede foram idênticos aos usados na figura 2.10, assumindo-se um comprimento de 2,5 cm e variando-se o coeficiente de aperiodicidade. Tal como é possível observar na figura 3.12, existe uma elevada concordância entre os dados de simulação e aqueles obtidos analiticamente

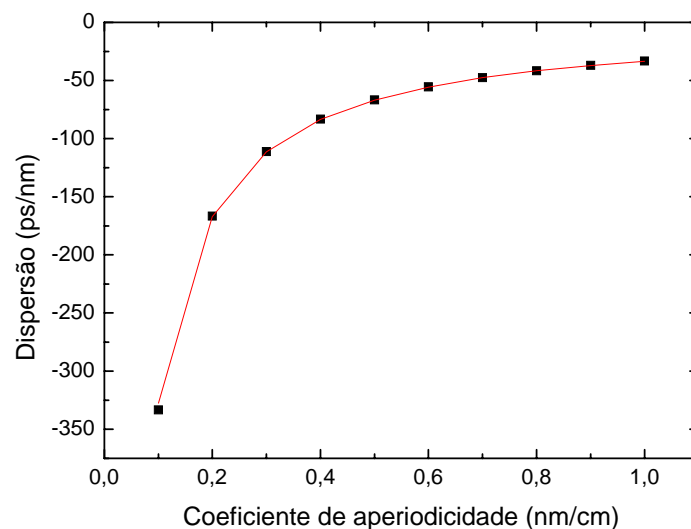


Figura 3. 12 – Dispersão de uma CFBG com 2,5 cm de comprimento e amplitude de modulação do índice igual a 1×10^{-4} em função do coeficiente de aperiodicidade. (linha cheia) dados analíticos, (pontos) dados numéricos.

A implementação prática de CFBG como compensadores de dispersão cromática segue usualmente o esquema ilustrado na figura 3.13. Após a propagação dispersiva na fibra óptica, os comprimentos de onda longos precedem os comprimentos de onda curtos. A rede de Bragg de período variável vai reflectir os comprimentos de onda longos na parte anterior enquanto que os comprimentos de onda curtos são reflectidos na extremidade oposta, provocando desta forma uma variação no atraso de grupo de sinal contrário ao da dispersão cromática, restituindo a forma do impulso.

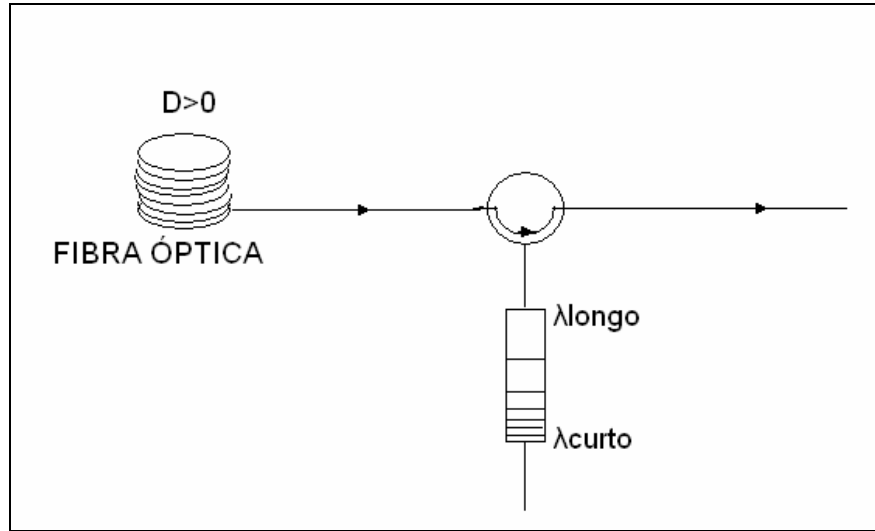


Figura 3. 13– Esquema da implementação de um compensador da dispersão cromática com recurso a uma CFBG orientada no sentido dos períodos decrescentes.

3.5– Efeito da temperatura na dispersão das redes de Bragg

Qualquer perturbação que produza alterações ao nível das propriedades físicas das fibras ópticas altera também a resposta espectral das redes de Bragg nelas gravadas devido à alteração na condição de ressonância. A alteração da temperatura na rede provoca uma expansão térmica da Sílica, alterando também o seu índice de refração efectivo, n_{eff} . Assim sendo, por diferenciação da condição de ressonância em ordem à temperatura, é possível determinar o desvio do comprimento de onda de Bragg, $\Delta\lambda_B$; quando existe uma alteração de temperatura em relação a um valor de referência, T_{ref} .

$$\Delta\lambda_B = 2 \left[\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \Big|_{T=T_{ref}} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \Big|_{T=T_{ref}} \right] (T - T_{ref}) \quad (3.32)$$

A equação 3.32 pode ser simplificada como:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_{B0} (\alpha_\Lambda + \alpha_n) (T - T_{ref}) \quad (3.33)$$

Onde $\alpha_n = \frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T}$ e $\alpha_\Lambda = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}$ designam respectivamente o coeficiente termo-óptico e

o coeficiente de expansão térmica da Sílica. λ_{B0} é o comprimento de onda de Bragg para a temperatura de referência considerada. Para fibras de Sílica com núcleo dopado com Germânio, o coeficiente de expansão térmica é aproximadamente igual a $0,55 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, sendo o coeficiente termo-óptico igual a $8,6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. A partir destes valores típicos,

conclui-se que a alteração do índice de refração efectivo com a temperatura é claramente o efeito dominante. O produto $\lambda_{B0}(\alpha_A + \alpha_n)$ é usualmente designado por sensibilidade térmica da rede, S_{FBG} , cujo valor é de aproximadamente $13,7 \text{ pm} \cdot \text{K}^{-1}$ para λ_{B0} igual a 1550 nm . Assim sendo, o desvio no comprimento de onda de Bragg é directamente proporcional ao desvio de temperatura.

$$\Delta\lambda_B = S_{FBG}(T - T_{ref}) \quad (3.34)$$

A aplicação de gradientes térmicos ao longo da extensão de redes de Bragg uniformes origina desvios no comprimento de onda de Bragg, desvios esses que dependem da posição, uma vez que existe uma distribuição espacial de temperatura ao longo da rede. Uma distribuição de temperatura linear vai traduzir-se numa distribuição linear de desvios do comprimento de onda de Bragg. Nestas condições, uma rede uniforme apresenta as mesmas características espectrais que uma rede de período variável com aperiodicidade linear, sendo a largura espectral dada por:

$$\Delta\lambda = S_{FBG}[T(L) - T(0)] \quad (3.35)$$

Onde $T(L)$ e $T(0)$ designam a temperatura em cada uma das extremidade da rede.

Assim, é possível obter uma dispersão não nula por substituição de 3.35 em 3.29:

$$D_{rede} = \frac{2n_{eff}L}{cS_{FBG}[T(L) - T(0)]} \quad (3.36)$$

A figura 3.14 compara os resultados obtidos directamente através da expressão 3.36 para a dispersão em função da diferença de temperatura nas extremidades de uma rede de Bragg uniforme nas condições enunciadas, com aqueles fornecidos por simulação numérica. Para diferenças de temperatura em módulo superiores a 30°C observa-se uma boa convergência entre ambos os resultados, contudo estes divergem quando a diferença de temperatura é reduzida. Na secção 3.3 mostrou-se que a dispersão de uma rede de Bragg uniforme é nula no seu comprimento de onda central quando sujeita a uma temperatura constante. Este facto está em desacordo com os resultados obtidos através da equação 3.35 para gradientes de temperatura próximos de zero, segundo a qual a dispersão apresenta uma assíntota vertical. Esta divergência pode ser explicada pelo facto de uma rede uniforme possuir largura espectral não nula mesmo quando não é aplicado qualquer gradiente de temperatura. A abordagem seguida para a derivação da equação 3.36 baseia-se na assunção de que a largura espectral decorre do gradiente térmico, sendo nula para gradientes iguais a

zero. Assim sendo, a equação 3.36 apresenta uma limitação na sua aplicabilidade. Considere-se uma rede de Bragg com 2,5 cm de comprimento e amplitude de modulação do índice de 1×10^{-4} que possui uma largura espectral de 0,067 nm na ausência de gradientes térmicos. Por aplicação da equação 3.35, tem-se que o módulo da diferença de temperatura nas extremidades da rede associada a tal alargamento espectral é de aproximadamente 5°C, logo, a aplicabilidade da expressão 3.36 só faz sentido para gradientes superiores.

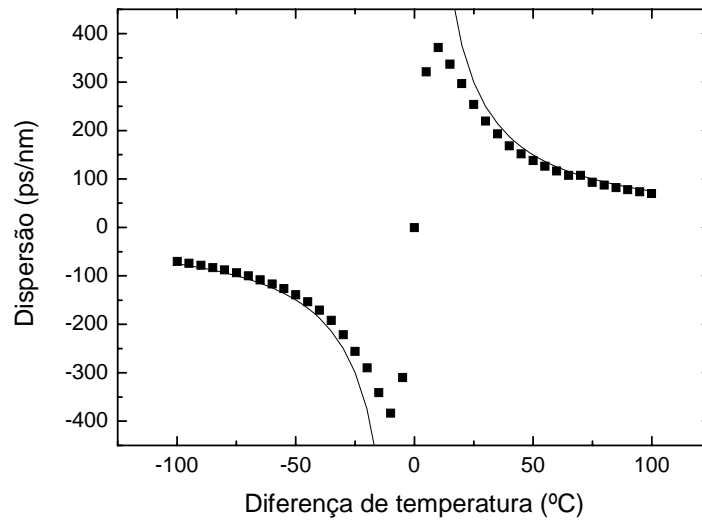


Figura 3. 14 – Dependência da dispersão de uma rede de Bragg uniforme e sem apodização com 2.5 cm de comprimento e amplitude de modulação do índice igual a 1×10^{-4} , em função da diferença de temperatura nos seus extremos.

Tal como acontece com as redes uniformes, a aplicação de gradientes térmicos em redes de Bragg de período variável também se reflecte numa alteração do seu período óptico. Essa alteração vai sobrepor-se à aperiodicidade já existente podendo até gerar outras distribuições, como se verá no capítulo 4. O comprimento de onda de Bragg numa CFBG submetida a uma distribuição de temperatura ao longo do seu comprimento é dado por [Neto 05]:

$$\lambda_B(z) = 2n_{eff} \Lambda(z) \{1 + \alpha_n \Delta T(z)\} \{1 + \alpha_\Lambda \Delta T(z)\} \quad (3.37)$$

onde $\Delta T(z)$ representa a diferença entre a temperatura local da rede e uma temperatura de referência. O alargamento espectral pode ser calculado fazendo a diferença entre os comprimentos de onda de Bragg nas extremidades da rede. A figura 3.14 apresenta a dependência da dispersão de uma rede de período variável com a diferença de temperatura

nas suas extremidades por implementação das equações 3.37e 3.29 e por simulação numérica, observando-se uma elevada concordância entre os dois resultados.

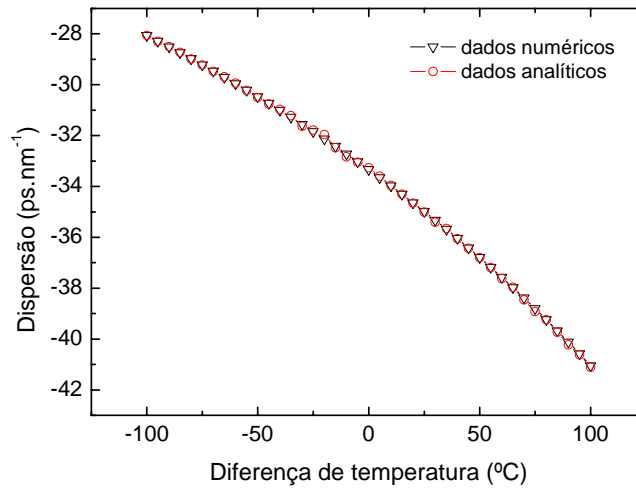


Figura 3. 15 – Dependência da dispersão de uma CFBG com 1 cm de comprimento, 1nm/cm de aperiodicidade e amplitude de modulação do índice de 1×10^{-4} , em função da diferença de temperatura nos seus extremos.

O uso da equação 3.37 pode ser estendido a outros tipos de aperiodicidade da CFBG e para outras distribuições de temperatura, possibilitando a determinação da posição longitudinal onde uma dada componente espectral é reflectida, e consequentemente o atraso de grupo entre duas componentes adjacentes. É de referir que a equação 3.37 será utilizada no capítulo 4 para modelar a dispersão do dispositivo desenvolvido no âmbito desta tese. Deste capítulo, destinado à descrição das principais características espectrais das redes de Bragg em fibra óptica, salienta-se a aplicação das CFBG na compensação da dispersão cromática, assim como o uso da temperatura como elemento de sintonia.

Capítulo 4

Dispositivo compensador

4.1– Introdução

Neste capítulo descreve-se um compensador dinâmico da dispersão cromática. Este dispositivo é baseado numa rede de Bragg de período variável, gravada numa fibra óptica. A sintonia da dispersão é conseguida pela aplicação de gradientes térmicos nas extremidades do dispositivo, o que resulta numa distribuição térmica ao longo da rede. Para além da apresentação e descrição do dispositivo, propõe-se um modelo matemático para descrever o seu funcionamento. Os resultados desse modelo são confirmados com simulações numéricas e observações experimentais.

4.2– Descrição do compensador

No capítulo 3 referiu-se o potencial de utilização das redes de Bragg de período variável na compensação da dispersão cromática e sugeriu-se o uso da temperatura como factor de sintonia. Assim, tem-se que o elemento principal do dispositivo compensador proposto é a rede de Bragg de período variável, sendo que os restantes elementos do dispositivo se destinam ao desenvolvimento e ao controle de um gradiente linear de temperatura aplicado sobre a referida rede.

A rede CFBG foi gravada numa fibra óptica padrão, previamente hidrogenizada, de forma a incrementar a sua fotossensibilidade. A gravação foi realizada através do método da máscara de fase, com o feixe óptico deslizante. O sinal óptico é proveniente de um laser de iões de Árgon dobrado em frequência e emitindo num comprimento de onda de 244 nm. A rede gravada apresenta um comprimento total de 2,35 cm e um coeficiente de aperiodicidade (C_A) de $0,6 \text{ nm.cm}^{-1}$. O espectro de reflexão da mesma, centrado num comprimento de onda de 1560 nm.

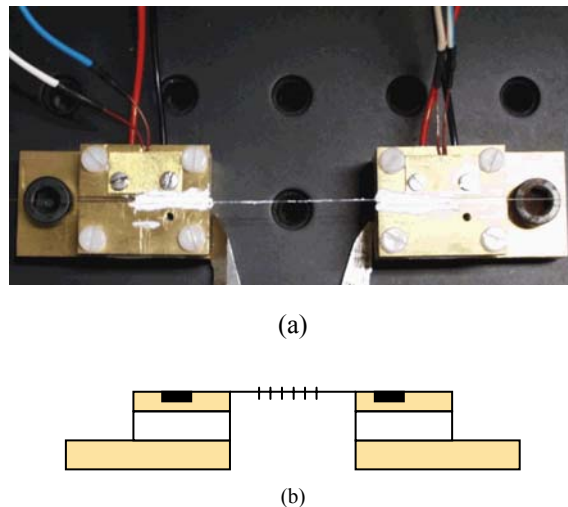


Figura 4. 1– Dispositivo compensador daa dispersão cromática baseado numa CFBG. Fotografia (a) e esquema lateral (b) do dispositivo. – suporte de cobre, –TEC, – termistor.

A rede foi colocada entre dois suportes de latão espaçados de 3.5 cm, numa posição equidistante de cada um destes como mostrado na figura 4.1. Estes suportes encontram-se ligados a módulos termoelectrónicos (TEC), através dos quais se pode controlar a temperatura, dentro de determinados limites, de cada um dos blocos. Embutidos nos blocos de latão estão colocados termístores de 10 k Ω que permitem controlar a temperatura

efectiva dos blocos, providenciando um sinal de realimentação para as fontes de controlo dos TEC. As temperaturas atingidas nos blocos variam entre 0 °C e 80 °C, sendo que para efeitos de modelização o funcionamento dos mesmos pode ser considerado como um reservatório térmico.

4.3– Modelização termodinâmica do compensador

O dispositivo apresentado pode ser fisicamente modelizado como uma barra cilíndrica de vidro com as bases a temperaturas fixas, T_1 e T_2 , mas cuja superfície lateral se encontra em contacto térmico com o exterior à temperatura T_{amb} . Ao longo da barra, há transferência de calor por condução devido ao gradiente de temperaturas estabelecido, mas também trocas com o exterior por convecção e radiação, uma vez que a superfície lateral da fibra não apresenta isolamento térmico. A modelização apresentada pretende determinar a evolução temporal da temperatura local ao longo da fibra tendo em conta a difusão de calor e sem esquecer a ocorrência de mecanismos de trocas de calor com o exterior. A figura 2 apresenta de forma esquemática, a secção de fibra e os referidos mecanismos.

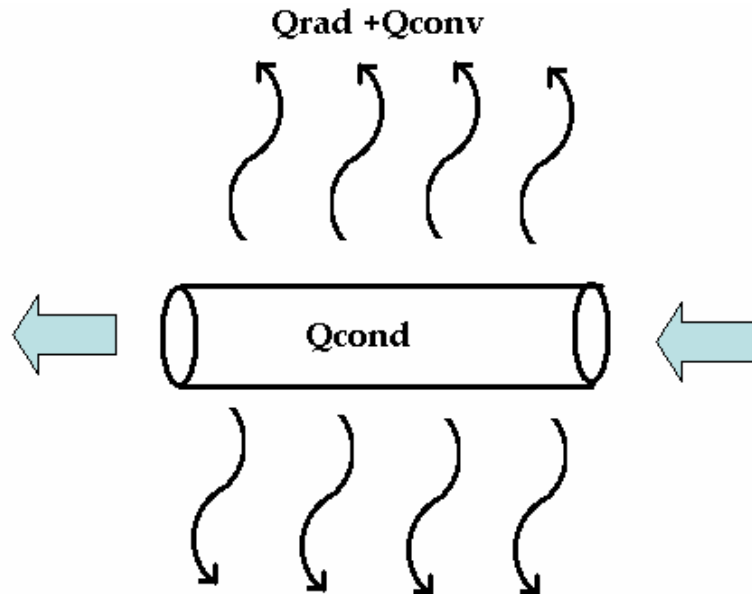


Figura 4. 2– Representação esquemática dos mecanismos de transferência de calor envolvidos na rede de Bragg sujeita a um gradiente de temperatura

A lei empírica que descreve a transferência de calor por condução é dada por [Zemansky 68]:

$$q = -K_{fibra} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4.1)$$

onde q designa a taxa de transferência de calor por unidade de área, K_{fibra} a condutividade térmica do material e dT/dx um gradiente de temperatura estabelecido na fibra ao longo do seu comprimento. Designando-se por ρ_{fibra} e c_{fibra} respectivamente a massa volúmica e o calor específico da fibra, tem-se que a taxa de acumulação de energia interna no interior da fibra é dada por $\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_{fibra} c_{fibra} T dV$. Para que haja conservação da energia é necessário que esta taxa de acumulação seja simétrica do fluxo de q através da superfície da fibra, ou seja, que se verifique a condição enunciada na equação 4.2.

$$\rho_{fibra} c_{fibra} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (4.2)$$

Por substituição de (4.1) em (4.2) obtém-se:

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{K_{fibra}}{\rho_{fibra} c_{fibra}} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} \quad (4.3)$$

A equação 4.3 é conhecida por equação de difusão do calor, sendo que a fracção $\frac{K_{fibra}}{\rho_{fibra} c_{fibra}}$ designa a constante de difusão, D . Para a situação em estudo, deve dar-se atenção ao facto de que há fontes de calor em contacto com a fibra e também trocas com o exterior, tornando-se por isso necessário acrescentar no segundo termo da equação 4.3 uma função que represente essa consequente taxa local de variação de temperatura. Assim sendo, a equação 4.3 é modificada para a forma [Kay 74]:

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + H(x, t) \quad (4.4)$$

Onde H é uma função dada por [Landau 97]:

$$H(x, t) = -h[T(x, t) - T_{amb}] \quad (4.5)$$

A grandeza representada por h é designada como coeficiente de transferência de calor por convecção e radiação.

A obtenção de uma expressão analítica para o coeficiente de transferência de calor por convecção é de elevada complexidade uma vez que este depende da geometria do sistema, sendo geralmente obtido de forma empírica por recurso a análise dimensional e resultados experimentais [Zemansky 68]. Para a situação em estudo, tem-se que a potência transferida da fibra para o ar na sua envolvente por convecção livre é dada por [Noppenberger 96]:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = [T(x, t) - T_{amb}] \pi L_{fibra} K_{ar} Nu \quad (4.6)$$

em que L_{fibra} e K_{ar} designam respectivamente o comprimento do segmento de fibra e a condutividade térmica do ar e Nu o número de Nusselt. O número de Nusselt é adimensional, consistindo na razão entre a efectiva taxa de transferência de calor, q , e a taxa a que seria conduzido o calor num dado fluído submetido a uma gradiente de temperatura.

$$h_{con} = \frac{\pi L_{barra} K_{ar} Nu}{c_{barra} m} \quad (4.7)$$

A derivação do coeficiente de transferência de calor por radiação baseia-se na equação de Stefan-Boltzmann para um corpo cinzento, cujo enunciado é dado por:

$$P_{rad} = \sigma A e [T^4(x, t) - T_{amb}^4] \quad (4.8)$$

sendo A a superfície radiativa, e a emissividade cujo valor está compreendido entre 0 e 1 e σ a constante de Stefan-Boltzmann.

O termo entre parêntesis no segundo membro da equação 4.8 pode ser simplificado fazendo a sua expansão numa série de Taylor de primeira ordem de acordo com a equação 4.9.

$$[T^4(x, t) - T_{amb}^4] \approx \left. \frac{\partial T^4(x, t)}{\partial T} \right|_{T=T_{amb}} [T(x, t) - T_{amb}] \quad (4.9)$$

A potência irradiada também se pode expressar de acordo com a expressão seguinte:

$$P_{rad} = m c_{fibra} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \quad (4.10)$$

onde m representa a massa total da barra.

A equação de Stefan-Boltzmann pode reescrita tendo em atenção as equações 4.8–4.10.

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{4 \sigma A e T_{amb}^3}{c_{fibra} m} [T(x, t) - T_{amb}] \quad (4.11)$$

Finalmente, a substituição da equação 4.11 em 4.4 permite encontrar o coeficiente de transferência de calor por radiação.

$$h_{rad} = \frac{4 \sigma A e T_{amb}^3}{c_{fibra} m} \quad (4.12)$$

O coeficiente de transferência de calor, h , é dado pela soma de h_{con} e h_{rad} .

4.3.1– Resolução analítica da equação de difusão do calor

A equação 4.4 é resolúvel analiticamente através de métodos espectrais, tais como a análise de Fourier. Na situação estacionária, tem-se que a temperatura ao longo da barra estabiliza temporalmente e consequentemente as suas dependências temporais podem ser desprezadas. Assim sendo, a equação 4.4 toma a forma [Boyce 97].

$$-\frac{d^2T(x)}{dx^2} + \frac{h}{D}T(x) = hT_{amb} \quad (4.13)$$

A equação 4.13 pode ser reescrita mediante o uso de notação matricial sob a forma:

$$\hat{L}T = f \quad (4.14)$$

onde $\hat{L} = -\frac{d^2}{dx^2} + \frac{h}{D}$ é um operador e $f = hT_{amb}$ uma função.

A expressão 4.14 é uma equação diferencial linear, de segunda ordem, com condições fronteiras de *Dirichlet*, visto apenas se conhecer o valor da temperatura nas extremidades e não a sua derivada. Apesar de as condições fronteiras não serem necessariamente homogêneas, isto é, de valor nulo, tal será assumido inicialmente na resolução da equação 4.14 obtendo-se no final uma solução geral.

Mostrar-se-á que o operador aqui definido, \hat{L} , possui um número infinito de valores próprios reais e associados a funções próprias ortogonais entre si, sendo que tanto a função f como a solução T podem ser expressas como combinações lineares dessas funções próprias [Gockenbach, 2002].

Para encontrar os valores próprios, é necessário resolver a seguinte equação:

$$\hat{L}T = \xi T \quad (4.15)$$

A solução T deve ser uma função não nula da posição e verificar as condições fronteira. Só serão considerados valores próprios do operador L , os valores de ξ que conduzirem a este resultados.

A equação 4.15 pode ser expressa como:

$$\frac{d^2T}{dx^2} + (\xi - \frac{h}{D})T = 0 \quad (4.16)$$

que admite as soluções gerais do tipo e^{rx} , onde r é uma constante, pelo que a equação característica toma a forma:

$$r^2 + \xi - \frac{h}{D} = 0 \quad (4.17)$$

As soluções da equação característica exprimem-se de acordo com:

$$r = \pm \sqrt{\frac{h - \xi D}{D}} \quad (4.18)$$

Dependendo do sinal do radicando no segundo membro da equação 4.18, ter-se-á diferentes soluções de T e diferentes valores de ξ , contudo, só serão considerados valores próprios aqueles que conduzem a soluções não nulas de T e verifiquem as condições fronteiras homogéneas. Assim sendo, prevêem-se três casos distintos correspondentes ao sinal apresentado pelo radicando da equação 4.18.

Quando este tem valor nulo, tem-se que: $\xi = \frac{h}{D}$. Esta situação corresponde a uma solução dupla da equação característica conduzindo à solução geral $T(x) = C_1 e^{rx} + C_2 x e^{rx}$. As condições fronteira permitem obter uma solução determinada por obtenção das constantes C_1 e C_2 .

$$\begin{cases} T(0) = 0 \\ T(L) = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_1 = 0 \\ C_2 L e^{rL} = 0 \Leftrightarrow C_2 = 0 \vee L = 0 \vee e^{rL} = 0 \Leftrightarrow C_2 = 0 \end{cases}$$

Atendendo a que a solução nula é a única solução, tem-se que o radicando nulo da equação característica não conduz à determinação de valores próprios.

A segunda situação, correspondente a um radicando positivo implica que $\xi < \frac{h}{D}$, correspondente a soluções reais da equação característica, cuja solução geral é dada por $T(x) = C_1 e^{\eta x} + C_2 e^{\eta_2 x}$. Seguindo o procedimento anterior com condições fronteira homogéneas, tem-se que:

$$\begin{cases} T(0) = 0 \\ T(L) = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_1 + C_2 = 0 \\ C_1 e^{\eta L} + C_2 e^{\eta_2 L} = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_1 = -C_2 \\ -C_2 (e^{\eta L} + e^{\eta_2 L}) = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_1 = 0 \\ C_2 = 0 \end{cases}$$

Tal como no caso anterior, observa-se que a solução nula é a única que verifica as condições fronteira, não sendo por isso possível, por esta via, a obtenção de valores próprios.

Finalmente, quando o sinal do radicando é negativo, tem-se que $\xi > \frac{h}{D}$, o que corresponde a soluções complexas da equação característica. Neste caso, a solução geral é dada por

$$T(x) = C_1 \cos \theta x + C_2 \sin \theta x, \text{ sendo que } \theta = \sqrt{\frac{h - \xi D}{D}}.$$

Atendendo a que as condições de fronteira são homogêneas,

$$\begin{cases} T(0) = 0 \\ T(L) = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_1 = 0 \\ C_2 \sin \theta L = 0 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} - \\ C_2 = 0 \vee \theta = \frac{n\pi}{L} \end{cases}$$

Tendo em consideração que $\theta = \sqrt{\frac{h - \xi D}{D}}$, tem-se que a igualdade $\frac{h - \xi D}{D} = \frac{n^2 \pi^2}{L^2}$ verifica as condições de fronteira.

Encontraram-se então soluções de T que verificam as condições necessárias para serem consideradas funções próprias, Ψ_n associadas aos valores próprios, ξ_n

$$\Psi_n(x) = \sin \frac{n\pi x}{L} \quad (4.19)$$

$$\xi_n = \frac{hL^2 - n^2 \pi^2 D}{DL^2} \quad (4.20)$$

Para a obtenção de funções próprias ortonormadas, é necessário dividir Ψ_n pela sua norma, cujo quadrado é dado pelo produto escalar de cada função própria por si mesma.

$$(\Psi_n, \Psi_n) = \int_0^L \sin^2 \left(\frac{n\pi x}{L} \right) dx = \frac{L}{2}, \text{ sendo a norma dada por } \|\Psi_n\| = \sqrt{\frac{L}{2}}.$$

A solução da equação 4.15 com condições de fronteira homogêneas, pode ser escrita como:

$$T(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \Psi_n(x) \quad (4.21)$$

onde $a_1, a_2, a_3, a_4, \dots$ são os coeficientes de Fourier de T .

A função f pode ser representada nesta base de funções de acordo com:

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \Psi_n(x) \quad (4.22)$$

onde c_n são coeficientes dados por:

$$c_n = \frac{(\Psi_n, f)}{(\Psi_n, \Psi_n)} = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \Psi_n(x) dx \quad (4.23)$$

O problema na determinação dos coeficientes de Fourier fica resolvido ao fazer a substituição das equações 4.22 e 4.21 na equação 4.15.

$$\sum_{n=1}^{\infty} \xi_n a_n \Psi_n(x) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \Psi_n(x) \Leftrightarrow a_n = \frac{c_n}{\xi_n} \quad (4.24)$$

Para a determinação dos coeficientes c_n é necessário resolver o integral da equação 4.23.

$$c_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \Psi_n(x) dx = \frac{2}{L} \int_0^L h T_{amb} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx = \frac{2h T_{amb}}{n\pi} [1 - (-1)^n]$$

O cálculo dos coeficientes a_n decorre directamente de

$$a_n = \frac{2h T_{amb} D L^2}{(h L^2 - n^2 \pi^2 D) n \pi} [1 - (-1)^n] \quad (4.25)$$

Assim sendo, de acordo com a expressão 4.24 tem-se que a distribuição espacial de temperatura para condições-fronteira homogéneas é dada por:

$$T(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h T_{amb} D L^2}{(h L^2 - n^2 \pi^2 D) n \pi} [1 - (-1)^n] \sin \frac{n\pi x}{L} \quad (4.26)$$

Atendendo a que as condições-fronteira do problema em estudo não são homogéneas, torna-se necessário corrigir esta expressão para as novas condições. Assim, a distribuição de temperatura obtém-se acrescentando a função linear $T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} x$ [Gockenbach 02] à expressão 4.26, o que resulta na equação 4.27.

$$T(x) = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} x + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h T_{amb} D L^2}{(h L^2 - n^2 \pi^2 D) n \pi} [1 - (-1)^n] \sin \frac{n\pi x}{L} \quad (4.27)$$

Note-se que os termos de ordem par da série são nulos, o que trás na simplificação do cálculo. A implementação prática da equação 4.27 requer a convergência da série para a solução a partir de um determinado termo, desejavelmente, o mais baixo possível. A figura 4.3 apresenta os coeficientes de Fourier a_n em função do índice. Observa-se que à medida que n se torna infinitamente grande os coeficientes a_n tendem para zero. De facto, os termos de ordem superior a 19 apresentam um erro inferior a 0,1. Assim sendo, e tendo em conta a equação 4.27, espera-se uma distribuição linear de temperatura com a posição na barra. A figura 4.4 mostra quatro representações da temperatura para n igual a 3, 5, 7 e 9, para condições-fronteira não homogéneas onde $T_1=10^\circ\text{C}$ e $T_2=60^\circ\text{C}$, sendo que a

temperatura ambiente é igual a 25°C. Nas simulações efectuadas, considerou-se uma barra cilíndrica de Sílica com 3 cm de comprimento e 125 μm de diâmetro. A emissividade, e , vale 0,5 enquanto que o valor do número de Nusselt é 0,39 [Noppenberger 96]. A constante de transferência de calor considerada, h , foi de 0,0197 s^{-1} .

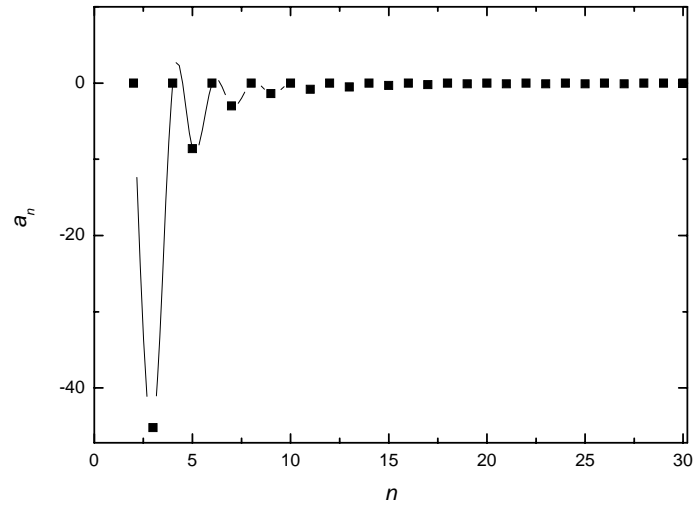


Figura 4. 3– Coeficientes de Fourier, a_n em função da ordem n .

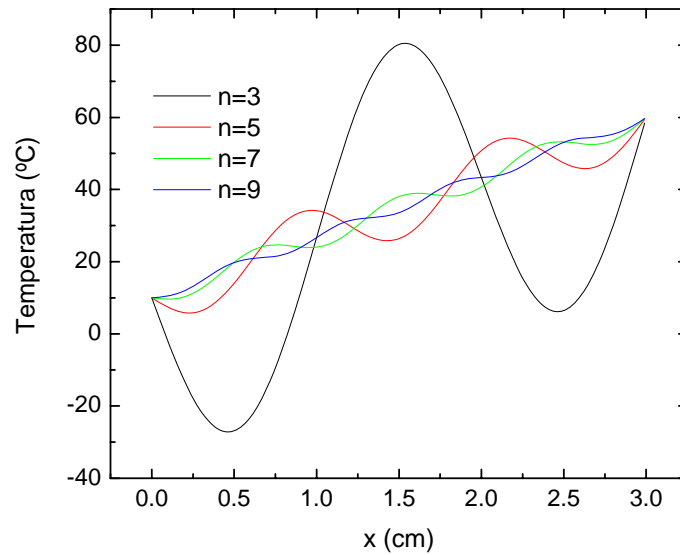


Figura 4. 4– Representação gráfica da temperatura com a posição ao longo de uma barra de Sílica cujas extremidades estão em contacto térmico com dois reservatórios de calor às temperaturas de 10°C e 60°C. Para este cálculo, a série da equação 4.28 foi expandida em ao nono termo.

4.3.2– Resolução numérica da equação de difusão do calor

Mediante a utilização de métodos numéricos, é possível resolver a equação 4.4 por conversão das derivadas em diferenças finitas. O algoritmo desenvolve-se expandindo $T(x, t + \Delta t)$ e $T(x + \Delta x, t)$ numa série de Taylor. Considere-se uma grelha formada pelas coordenadas temporais, t , e espaciais, x , nessa grelha um ponto é definido pelas coordenadas (i, j) , como ilustrado na figura 4.5. O valor da temperatura no perímetro desta grelha fica definido pelas condições fronteira e condições iniciais [Giordano 97], [Landau 97].

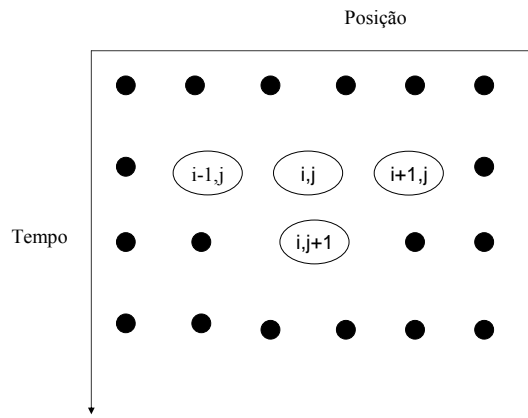


Figura 4. 5– Representação esquemática do procedimento utilizado na implementação do método das diferenças finitas.

É possível transformar através de duas aproximações distintas, a derivada da temperatura em ordem ao tempo, num quociente de diferenças finitas [Giordano 97]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T(i, j + 1) - T(i, j)}{\Delta t} \quad (4. 28)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T(i, j) - T(i, j - 1)}{\Delta t} \quad (4. 29)$$

A derivada de segunda ordem da posição também se pode converter num quociente de diferenças finitas de acordo com:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T(i + 1, j) + T(i - 1, j) - 2T(i, j)}{\Delta x^2} \quad (4. 30)$$

Na abordagem explícita do método das diferenças finitas, escolhe-se a equação 4.28 para representar a derivada da temperatura em ordem ao tempo, pelo que o algoritmo toma a seguinte forma:

$$T(i, j+1) = T(i, j)(1 - h\Delta t) + h\Delta t T_{amb} + \frac{D\Delta t}{\Delta x^2} [T(i+1, j) + T(i-1, j) - 2T(i, j)] \quad (4.31)$$

onde $x=i\Delta x$ e $t=j\Delta t$.

Para garantir a existência de soluções estáveis, é preciso que se observe o critério de estabilidade de *von Neumann*, que se traduz na expressão 4.32 para a situação em estudo [Landau 97]:

$$D \frac{\Delta t}{(\Delta x^2)} \leq \frac{1}{4} \quad (4.32)$$

Segundo este critério, qualquer alteração no passo temporal deve vir acompanhada de uma correspondente alteração no passo espacial de forma a garantir o critério de estabilidade. A equação 4.31 foi implementada numericamente em *Matlab* segundo o esquema da figura 4.5, para diferentes condições iniciais e fazendo uso de passos espaciais e temporais que verificam a condição de *von Neumann*. Para a situação estacionária, procedeu-se a uma representação da temperatura com a posição ao longo da fibra e observou-se, tal como era esperado, uma distribuição linear.

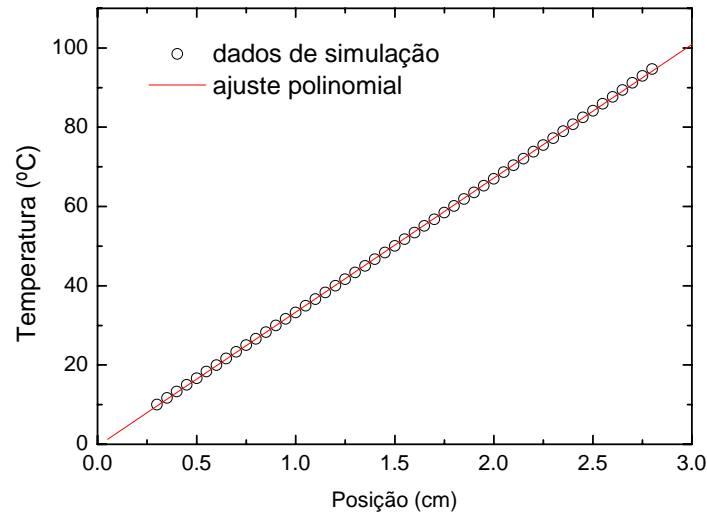


Figura 4.6 – Representação gráfica da distribuição da temperatura (quadrados a cheio) e ajuste polinomial (linha cheia) com a posição considerando que $T_1=0^\circ\text{C}$, $T_2=100^\circ\text{C}$ e $T_{amb}=25^\circ\text{C}$.

A figura 4.6 apresenta a distribuição da temperatura com a posição para uma barra de sílica de 3 cm de comprimento com as extremidades às temperaturas de 0 e 100°C e cuja superfície lateral está em contacto térmico com o ar à temperatura de 25°C. O estado estacionário foi atingido ao fim de 2,5 s, tendo sido escolhidos os passos de 0,1 ms para o tempo e 0,5 mm para a posição. Os dados obtidos foram ajustados a uma função linear com os seguintes parâmetros: $a=0,46^\circ\text{C}$, $b=33,80^\circ\text{C.cm}^{-1}$ e $r=0,99997$. Pelo valor do coeficiente de correlação, confirma-se a distribuição linear ao longo da fibra.

4.3.3– Outras abordagens numéricas

Existem outras abordagens para resolver numericamente as equações diferenciais de derivadas parciais utilizadas no método das diferenças finitas, nomeadamente as abordagens implícita e *Crank-Nicholson*. As vantagens relativamente à abordagem explícita residem numa convergência mais rápida para a solução final. O tempo de implementação fica então substancialmente reduzido uma vez que estas abordagens não requerem a utilização de baixos passos temporais.

Na abordagem implícita do método das diferenças finitas, a derivada temporal é desenvolvida em diferenças regressivas segundo a equação 4.29. A sua substituição na equação de difusão do calor conduz à equação 4.33, que traduz o algoritmo na forma implícita.

$$T(i, j+1) = T(i, j) + \frac{D\Delta t}{\Delta x^2} [T(i+1, j+1) + T(i-1, j+1) - 2T(i, j+1)] - h\Delta t T(i, j+1) + h\Delta t T_{amb} \quad (4.33)$$

A implementação prática da equação 4.33 não é imediata uma vez que a solução procurada se encontra em ambos os seus membros. Esta expressão estende-se sobre uma malha com n secções ao longo do comprimento da barra, representando um sistema de nx equações, pelo que pode ser expressa em notação matricial segundo:

$$\vec{T}^{j+1} = \vec{T}^j + \hat{D}\vec{T}^{j+1} + \vec{A} \quad (4.34)$$

sendo que \vec{T}^j é uma matriz coluna em que cada linha designa a temperatura ao longo da barra num determinado instante.

$$\vec{T}^j = \begin{pmatrix} T_1^j \\ T_2^j \\ T_3^j \\ T_4^j \\ \dots \\ T_{nx}^j \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

A solução da equação 4.34 surge na seguinte forma:

$$\vec{T}^{j+1} = (\hat{I} - \hat{D})^{-1} [\vec{T}^j + \vec{A}] \quad (4.36)$$

onde \hat{I} é a matriz identidade e \hat{D} a matriz formada pelos coeficientes dos vários termos da temperatura no instante posterior, que figuram no segundo membro da equação 4.36.

$$\hat{D} = D \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & -2-b & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & 2-b & 1 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 2-b & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

onde $b = h \frac{\Delta x^2}{D}$ e o vector \vec{A} é dado por:

$$\vec{A} = hT_e \Delta t \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ \dots \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

A abordagem de *Crank* e *Nicholson* constitui uma média entre as abordagens implícita e explícita, uma vez que o algoritmo se obtém pela soma das equações 4.31 e 4.33. A expressão matricial deste método é dada pela expressão:

$$\vec{T}^{j+1} = \left(\hat{I} - \frac{1}{2} \hat{D} \right)^{-1} \left(\hat{I} + \frac{1}{2} \hat{D} \right) (\vec{T}^j + \vec{A}) \quad (4.39)$$

Tal como feito anteriormente com a abordagem explícita, a equação 4.40 foi implementada em *Matlab* para várias condições iniciais, usando passos temporais e espaciais de respectivamente 0,01s e 1 cm. A figura 4.7 mostra a evolução temporal da temperatura ao

longo de uma barra de Sílica de 3 cm de comprimento com as extremidades às temperaturas de 0 e 100°C e cuja superfície lateral está em contacto com o ambiente à temperatura de 25°C. Distingue-se uma fase transiente nos instantes iniciais e uma fase estacionária alcançada aos 2,5 s, a partir da qual, a variação de temperatura é inferior a $1^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$.

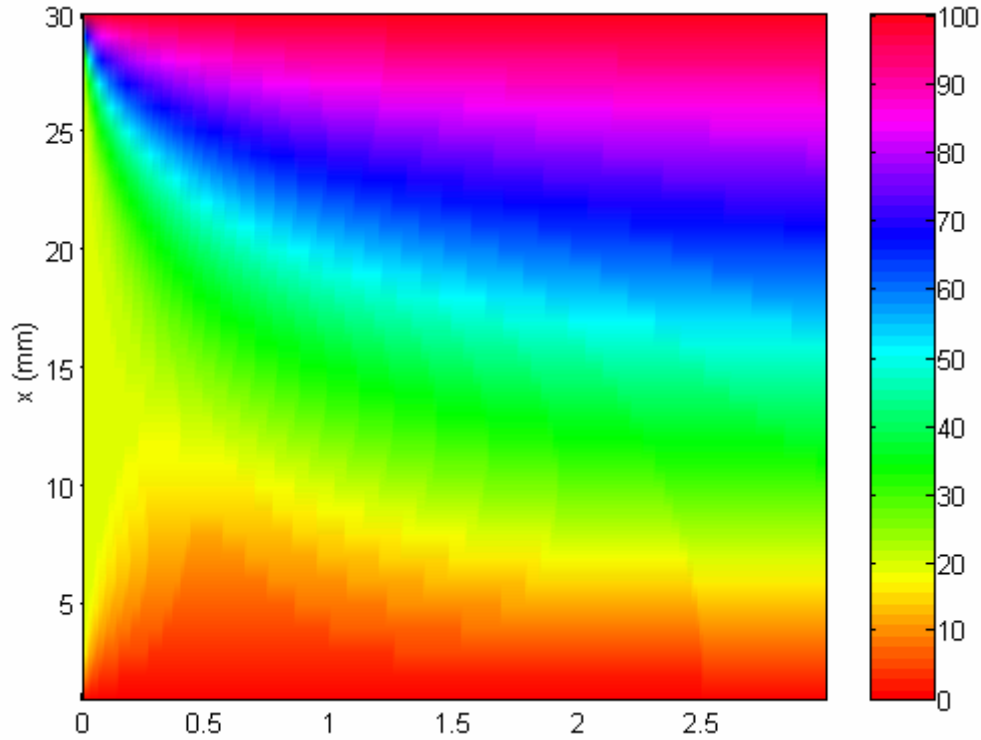


Figura 4. 7– Evolução temporal ao longo da barra para $T_1=0$, $T_2=100^{\circ}\text{C}$ e $T_{amb}=25^{\circ}\text{C}$.

4.3.4– Discussão de resultados analíticos e numéricos

O método analítico decorrente da resolução da equação de difusão do calor numa barra por análise de Fourier foi implementado e comparado com os métodos numéricos referidos, tendo-se observado uma boa concordância entre si. A figura 4.8 mostra estas distribuições para uma barra de Sílica com 3 cm de comprimento em que as extremidades estão à temperatura de 10°C e 60°C e cuja superfície lateral está em contacto térmico com o ambiente a 25°C. A curva analítica obteve-se por expansão da série da equação 4.27 até ao 99º termo enquanto que a curva numérica foi obtida por implementação da abordagem explícita do método das diferenças finitas dada pela equação 4.31.

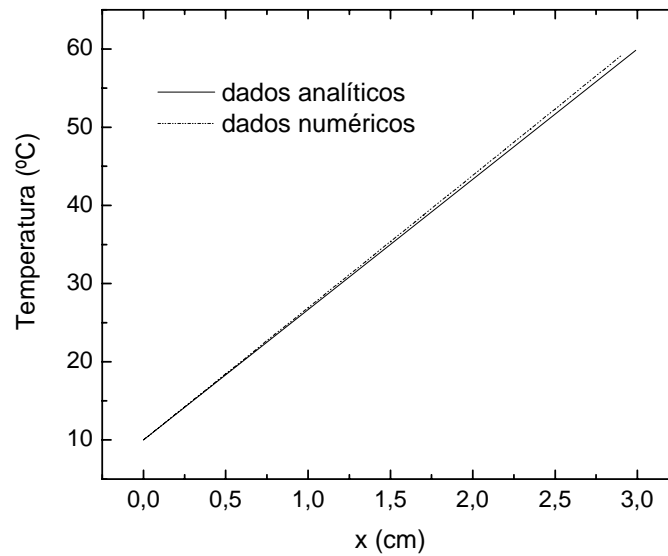


Figura 4. 8—Distribuição da temperatura pelo método analítico (linha cheia) e pelo método numérico (tracejada) ao longo da barra para $T_1=10^\circ\text{C}$ $T_2=60^\circ\text{C}$ e $T_{amb}=25^\circ\text{C}$

4.4— Modelização da dispersão do compensador

Como foi previamente referido na secção 4.2, o dispositivo compensador é constituído por uma rede de Bragg de período variável, sobre a qual se gera uma distribuição de temperatura, o que se traduz na alteração do comprimento de onda de Bragg local e consequentemente na dispersão. Ou seja, a reconfiguração do valor da dispersão da rede, é feita mediante o uso de gradientes térmicos.

No capítulo 3, procedeu-se a um estudo do efeito da temperatura na dispersão de redes de Bragg uniformes e não uniformes. Mostrou-se também que, para redes de Bragg de período variável, submetidas a distribuições de temperatura, o comprimento de onda de Bragg é dado pela equação 3.37, assumindo-se para a temperatura uma função espacial linear:

$$T(x) = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} x \quad (4.40)$$

O desenvolvimento da equação 3.37 dá lugar a um polinómio de grau três em relação à posição definido pela expressão 4.41:

$$\begin{aligned}
 & \alpha_n \alpha_\Lambda C_\Lambda \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right)^2 x^3 + \\
 & \left[\alpha_n \alpha_\Lambda C_\Lambda \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right)^2 + C_\Lambda (\alpha_n + \alpha_\Lambda) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) + \right. \\
 & \left. 2\alpha_n \alpha_\Lambda C_\Lambda (T_1 - T_{ref}) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) \right] x^2 + \\
 & \left[\Lambda_0 (\alpha_n + \alpha_\Lambda) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) + C_\Lambda + 2\Lambda_0 \alpha_n \alpha_\Lambda (T_1 - T_{ref}) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) + \right. \\
 & \left. C_\Lambda (\alpha_n + \alpha_\Lambda) (T_1 - T_{ref}) + \alpha_n \alpha_\Lambda C_\Lambda (T_1 - T_{ref})^2 \right] x + \\
 & \Lambda_0 \left[1 + (\alpha_n + \alpha_\Lambda) (T_1 - T_{ref}) + \alpha_n \alpha_\Lambda (T_1 - T_{ref})^2 \right] - \frac{\lambda}{2n_{eff}} = 0
 \end{aligned} \tag{4.41}$$

Os termos que contêm o produto $\alpha_n \alpha_\Lambda$ são desprezados. A versão simplificada desta equação toma a forma:

$$\begin{aligned}
 & \left[C_\Lambda (\alpha_n + \alpha_\Lambda) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) \right] x^2 + \\
 & \left[\Lambda_0 (\alpha_n + \alpha_\Lambda) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) + C_\Lambda + C_\Lambda (\alpha_n + \alpha_\Lambda) (T_1 - T_{ref}) \right] x + \\
 & \Lambda_0 \left[1 + (\alpha_n + \alpha_\Lambda) (T_1 - T_{ref}) \right] - \frac{\lambda}{2n_{eff}} = 0
 \end{aligned} \tag{4.42}$$

Esta expressão pode ser resolvida, de modo a indicar em que posição da rede é que vai ser reflectido determinado comprimento de onda. Note-se que só têm significado físico, os valores de λ associados a posições compreendidas entre 0 e L .

A resolução de uma equação de segundo grau é trivial mediante o uso da fórmula resolvente permite-nos obter os coeficientes da mesma designados por a_2 , a_1 e a_0 :

$$\begin{aligned}
 a_2 &= C_\Lambda (\alpha_n + \alpha_\Lambda) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) \\
 a_1 &= \Lambda_0 (\alpha_n + \alpha_\Lambda) \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) + C_\Lambda + C_\Lambda (\alpha_n + \alpha_\Lambda) (T_1 - T_{ref}) \\
 a_0(\lambda) &= \Lambda_0 \left[1 + (\alpha_n + \alpha_\Lambda) (T_1 - T_{ref}) \right] - \frac{\lambda}{2n_{eff}}
 \end{aligned} \tag{4.43}$$

Assim sendo, a solução toma a seguinte forma.

$$x(\lambda) = \frac{-a_1 \pm \sqrt{a_1^2 - 4a_2a_0(\lambda)}}{2a_2} \quad (4.44)$$

Os sinais + e – devem ser escolhidos de modo a obter soluções de x compreendidas entre 0 e L , pois apenas estas fazem sentido no contexto do problema em estudo, como já foi referido anteriormente.

Tomando por referência o comprimento de onda de Bragg reflectido numa das extremidades da rede, o atraso de grupo em função do comprimento de onda exprime-se segundo a equação 4.45.

$$\tau(\lambda) = \frac{2n_{eff}}{c} \frac{-a_1 \pm \sqrt{a_1^2 - 4a_2a_0(\lambda)}}{2a_2} \quad (4.45)$$

A dispersão obtém-se por derivação do atraso de grupo em função do comprimento de onda.

$$D_{rede}(\lambda) = \frac{\pm 1}{c\sqrt{a_1^2 - 4a_2a_0(\lambda)}} \quad (4.46)$$

A dispersão de segunda ordem obtém-se analogamente por derivação da dispersão em ordem ao comprimento de onda.

$$\frac{dD_{rede}(\lambda)}{d\lambda} = \frac{\mp a_2}{n_{eff}c\sqrt{(a_1^2 - 4a_2a_0(\lambda))^3}} \quad (4.47)$$

Assim sendo, mediante o uso das equações 4.45–4.47, é possível determinar teoricamente o atraso de grupo e a dispersão de primeira e segunda ordem.

4.5– Análise de resultados experimentais

Como foi mencionado na secção 4.2, utilizou-se uma rede de Bragg de período variável colocada no sentido dos períodos crescentes, com 2,35 cm de comprimento, coeficiente de aperiodicidade de $0,6 \text{ nm.cm}^{-1}$ e período central de modulação do índice de refração de 534 nm. A rede foi usada no compensador e caracterizada para as seguintes temperaturas dos módulos termoelectrónicos: (25°C,25°C), (0°C,60°C), (60°C,0°C). A figura 4.9 fornece o espectro de reflectividade da rede assim como do atraso de grupo para cada par de temperaturas. De referir que, por dificuldades técnicas existentes na altura não foi possível

começar o varrimento no início da rede. Este facto não altera no entanto, as conclusões obtidas em relação à dispersão da rede.

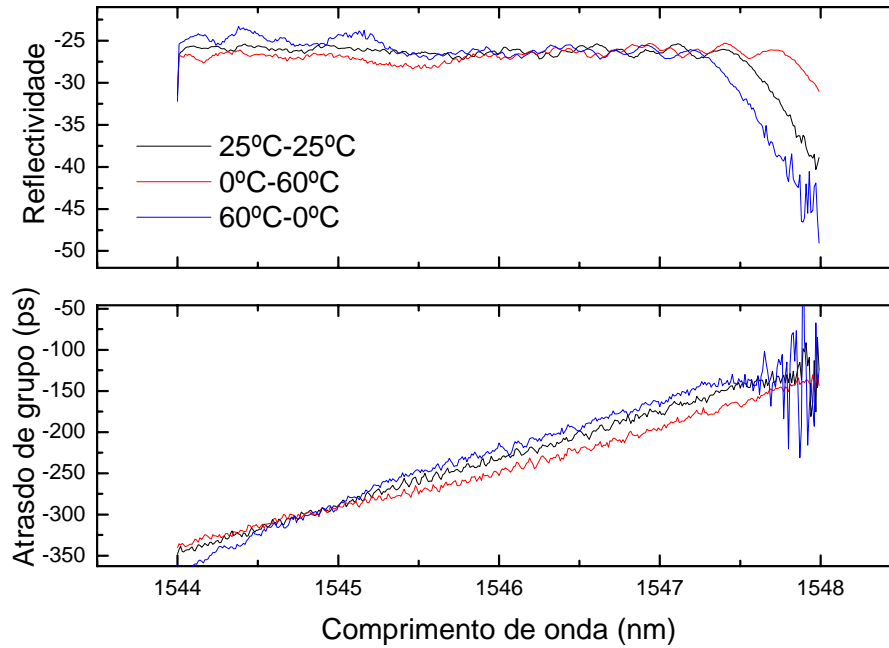


Figura 4. 9– Espectros da reflectividade e do atraso de grupo obtidos experimentalmente para três situações: sem gradiente de temperatura, com gradiente de 0°C–60°C e com gradiente de 60°C–0°C.

Para cada ensaio a dispersão foi calculada como sendo o declive de uma recta tangente em torno do comprimento de onda central da rede. Assim, tem-se que a dispersão da rede na ausência de gradiente térmico é de $56,92 \text{ ps nm}^{-1}$. Para temperaturas de 0°C e 60°C nos extremos, tem-se uma dispersão na rede de $49,81 \text{ ps nm}^{-1}$ e invertendo a orientação do gradiente a dispersão passa a valer $66,51 \text{ ps nm}^{-1}$.

No sentido de elaborar um mapeamento para a dispersão de primeira e segunda ordem da rede em função da temperatura nas extremidades dos TEC, as equações 4.44–4.47 foram implementadas. Começou-se por manter T_1 a 0°C, variando-se T_2 de 5°C até 50°C com passos de 5°C, invertendo-se depois a orientação do gradiente. É de referir que para cada situação a temperatura no ponto médio da rede vai variar. A diferença de temperatura ΔT obtém-se fazendo a diferença entre T_2 e T_1 . Assim sendo, em cada situação, registou-se os valores do comprimento de onda de Bragg, a largura espectral, a dispersão e a dispersão de segunda ordem. Em seguida, repetiu-se o mesmo procedimento para diferenças de temperatura iguais mas desta vez mantendo a temperatura no ponto médio da rede

constante e igual a 25°C. A figura 4.10 mostra o comprimento de onda central e a largura de banda em função da diferença de temperatura para cada um dos procedimentos. Na situação em que a temperatura média é mantida constante, observa-se uma constância no comprimento de onda central que decorre do facto dos comprimentos de onda de Bragg reflectidos nas extremidades da rede variarem de forma simétrica com a diferença de temperatura. Efectivamente, em $x=0$ tem-se que o comprimento de onda de Bragg reflectido diminui com a temperatura na mesma razão com que este aumenta na extremidade oposta. Para a situação em que a temperatura média é variável, observa-se uma evolução não linear na forma como os comprimentos de onda de Bragg variam com a diferença de temperatura. Para ambas as situações verifica-se contudo o mesmo comportamento para a largura espectral em função da temperatura. Assim, para diferenças de temperatura positivas ocorre um alargamento central da rede enquanto que para diferenças de temperatura negativas se observa uma contracção.

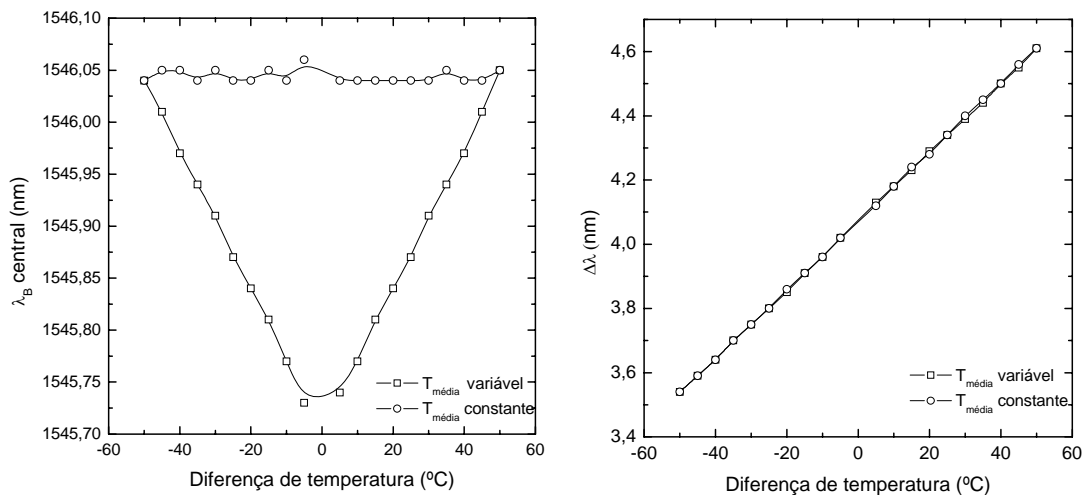


Figura 4. 10– Comprimento de onda central (esquerda) e largura espectral (direita) em função da diferença de temperatura

No que concerne ao comportamento da dispersão, tem-se que em ambas as situações se observa o mesmo comportamento com a diferença de temperatura, como se encontra ilustrado nas figuras 4.11 e 4.12. A dispersão é uma função decrescente, variando entre 63,99 ps.nm⁻¹ e 49,14 ps.nm⁻¹ no intervalo considerado. Note-se que a dispersão da rede assume sempre valores positivos porque está orientada no sentido dos períodos crescentes. Como se referiu anteriormente, as diferenças de temperatura negativas provocam

contrações espectrais na rede e consequentemente, um aumento da dispersão. Para diferenças de temperatura positivas, o espectro de reflexão alarga-se e a dispersão diminui.

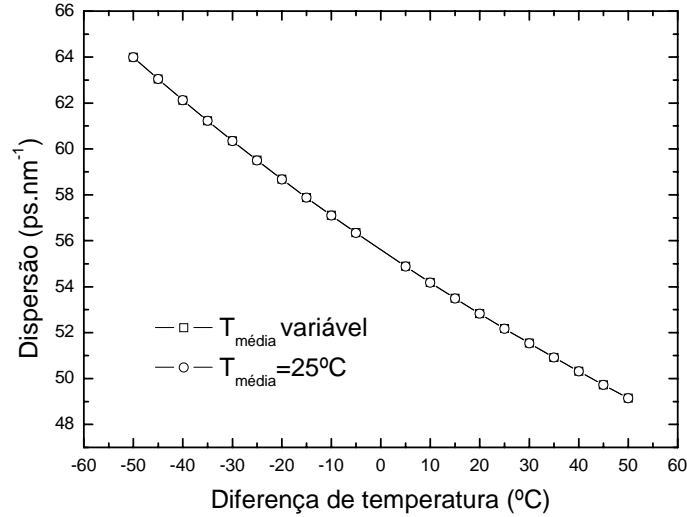


Figura 4. 11– Dispersão na rede em função da diferença de temperatura para as situações em que a temperatura média é variável ou igual a 25°C.

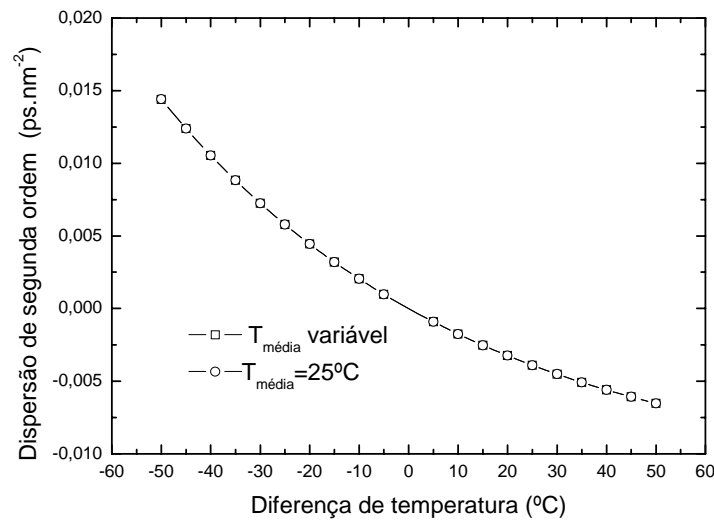


Figura 4. 12– Dispersão de segunda ordem em função da diferença de temperatura para as situações que a temperatura média varia e é feita constante e igual a 25°C.

Relativamente à dispersão de segunda ordem, tem-se, em ambas as situações simuladas, uma concordância de resultados. Tal como a dispersão de primeira ordem, a dispersão de segunda ordem é uma função da diferença de temperatura. Verifica-se que a dispersão de

segunda ordem assume valores positivos e negativos conforme a orientação do gradiente de temperatura na rede. Para diferenças de temperatura negativas, a dispersão de segunda ordem assume valores positivos. A inversão da orientação do gradiente resulta em valores positivos para a dispersão de segunda ordem. Assim sendo, no intervalo de temperaturas considerado, a dispersão de segunda ordem varia entre $14,42 \times 10^{-3} \text{ ps.nm}^{-2}$ e $-6,52 \times 10^{-3} \text{ ps.nm}^{-2}$.

Os resultados analíticos para a dispersão, obtidos seguindo a via descrita na secção 4.4, mostram uma boa concordância com aqueles que foram obtidos experimentalmente, como se pode observar na tabela 4.1.

Tabela 4. 1– Valores teóricos e experimentais para a dispersão na CFBG de primeira e segunda ordem para um dado gradiente de temperatura.

$(T_1, T_2) / ^\circ\text{C}$	$D_{\text{exp}} / \text{ps.nm}^{-1}$	$D_{\text{teórico}} / \text{ps.nm}^{-1}$
(0,60)	49,81	48,00
(60,0)	66,51	65,99

Neste capítulo, para além de se apresentar um compensador de dispersão cromática baseado em redes de Bragg de período variável, também se mostrou uma forma fazer uso de gradientes de temperatura para variar a dispersão dinamicamente. Procedeu-se a uma modelação dos fenómenos de transferência de calor no compensador e mostrou-se que numa situação estacionária, a distribuição de temperatura varia linearmente com a posição longitudinal da rede. Desenvolveu-se uma abordagem teórica que permite o cálculo da dispersão de primeira e segunda ordem do compensador quando sujeito a um dado gradiente de temperatura. Os resultados obtidos mostraram concordância com dados experimentais.

Capítulo 5

Implementação, caracterização e teste do compensador dinâmico de dispersão

5.1– Introdução

Neste capítulo descreve-se a implementação, caracterização e teste do uso do dispositivo compensador de dispersão cromática descrito no capítulo 4. O dispositivo será incluído num sistema de comunicações ópticas com transmissão a 10 Gb/s, permitindo desta forma a aferição do seu correcto funcionamento. Começa-se com uma caracterização das propriedades espectrais do mesmo em função do gradiente de temperatura aplicado. Prossegue-se com uma análise qualitativa das alterações no desempenho de um sistema de comunicações ópticas, com a presença do dispositivo.

5.2– Caracterização do compensador

Para avaliar convenientemente a influência do compensador no desempenho de um sistema de comunicações óptica é necessário realizar a sua caracterização prévia. A caracterização do compensador com a temperatura permite inferir acerca das alterações espectrais ocorridas e consequentemente estabelecer um mapeamento da dispersão com a diferença de temperatura nas suas extremidades.

Neste dispositivo, utilizou-se uma CFBG com um comprimento de 2,5 cm, um coeficiente de aperiodicidade de $0,255 \text{ nm.cm}^{-1}$ e um período inicial de 537,67 nm. A CFBG foi colocada no dispositivo apresentado no capítulo 4, orientada no sentido dos períodos decrescentes de forma a gerar valores negativos de dispersão. Posteriormente, caracterizou-se o seu espectro de reflexão e atraso de grupo, através do método de desvio de fase, em função das temperaturas nas suas extremidades [Derickson 98].

O valor da temperatura média foi fixado de modo a manter constante o comprimento de onda central. Desta forma, procurou-se evidenciar os alargamentos e contracções espectrais que ocorrem com os gradientes de temperatura aplicados. As figuras 5.1 (a) e (b) mostram os espectros da reflectividade e do atraso de grupo da CFBG usada e para diferenças de temperatura ($T_2 - T_1$) entre as suas extremidades iguais a -40°C , -20°C , 0°C , 20°C e 40°C . Neste caso, a temperatura média foi mantida constante e igual a 40°C .

Relativamente ao espectro da reflectividade, confirmam-se quer as contracções quer os alargamentos em torno do comprimento de onda central, respectivamente para diferenças de temperatura positivas e negativas.

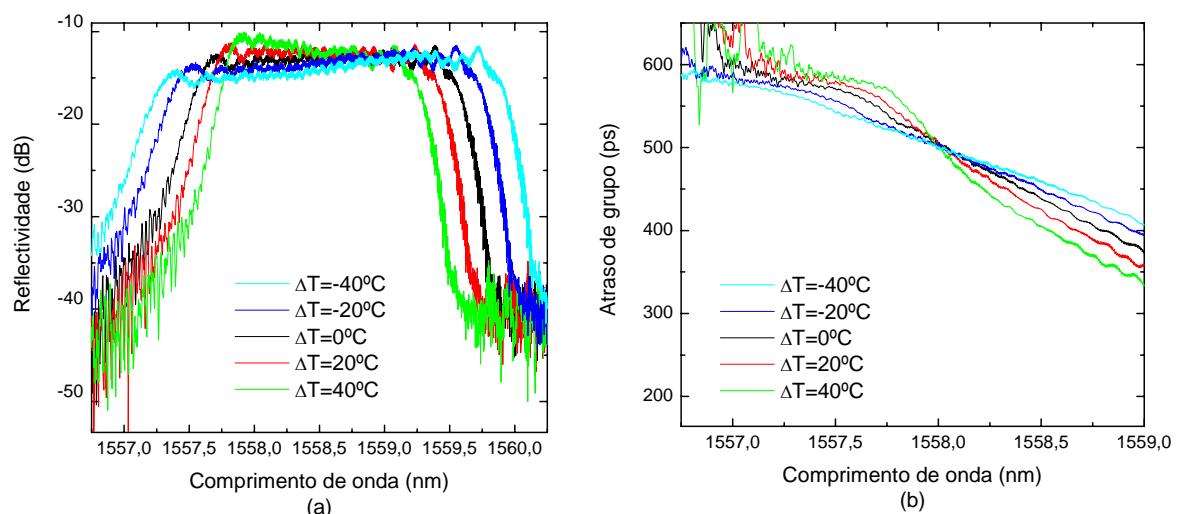


Figura 5. 1– Espectros de reflexão e atraso de grupo da CFBG para diferenças de temperatura nos seus extremos respectivamente iguais a -40°C , -20°C , 0°C , 20°C e 40°C

Os valores para o atraso de grupo em função do comprimento de onda nas cinco situações previamente descritas evidenciam alterações de declive em função da diferença de temperatura. A alteração de declive ocorre em torno de um comprimento de onda igual a 1558,12 nm, evidenciando assim alterações na dispersão da rede. As figuras 5.2 (a) e (b) apresentam respectivamente a evolução da dispersão e da largura espectral com a diferença de temperatura entre os extremos da rede. Os valores de dispersão foram calculados através do espectro do atraso de grupo por derivação em torno do comprimento de onda central, sendo que a largura espectral é definida como a largura a metade da reflectividade máxima. Com efeito, no intervalo de temperaturas referido é observada uma variação de dispersão na rede entre $-84,88 \text{ ps nm}^{-1}$ e $-218,30 \text{ ps nm}^{-1}$, ou seja, considerando uma variação linear, para cada grau Celsius de variação de temperatura, a dispersão na rede varia de $-1,67 \text{ ps nm}^{-1}$.

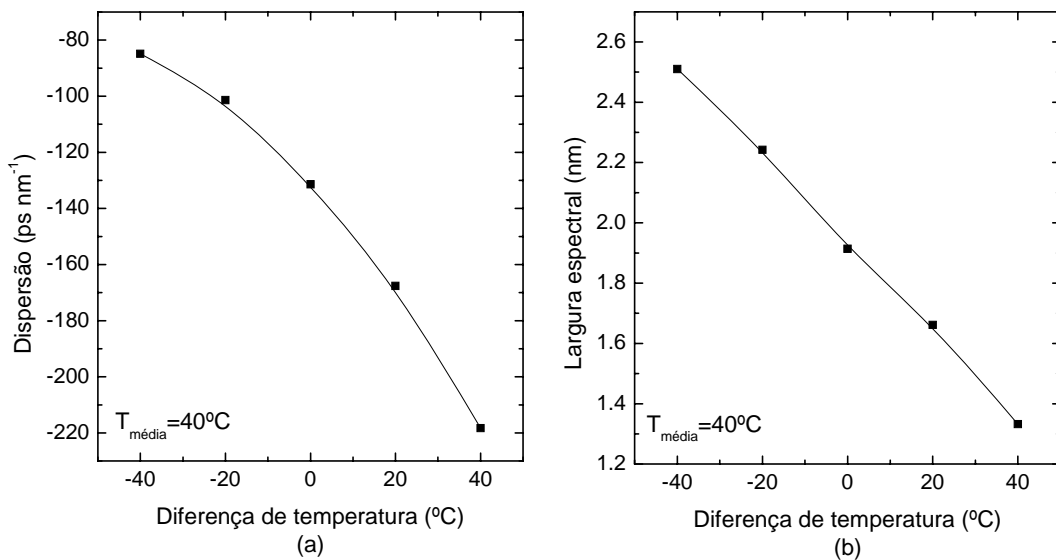


Figura 5. 2– Dispersão e largura espectral da CFBG em função da diferença de temperatura nos seus extremos.

Através dos valores amostrados, é possível elaborar um mapeamento da largura espectral e da dispersão esperada na CFBG para um dado par ordenado de temperaturas nos seus extremos. As figuras 5.3 e 5.4 apresentam esse mapeamento para temperaturas (T_1 , T_2) compreendidas entre 20°C e 60°C . Sobre as figuras também se encontram assinalados os pontos representados nas figuras 5.2 (a) e (b).

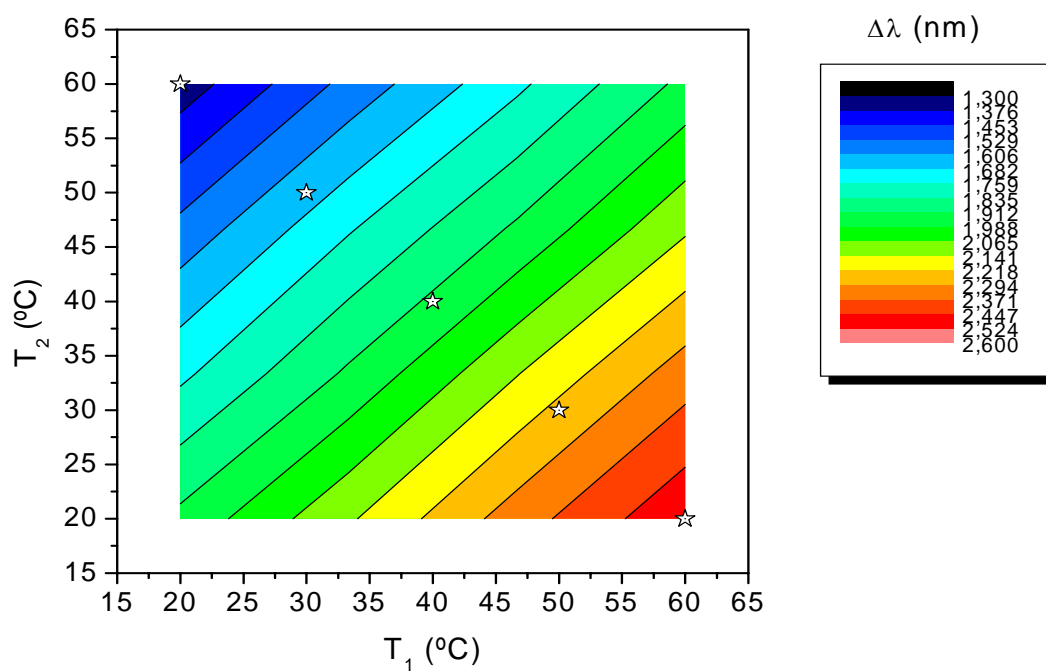


Figura 5. 3– Mapeamento da largura espectral com as temperaturas nos extremos da CFBG.

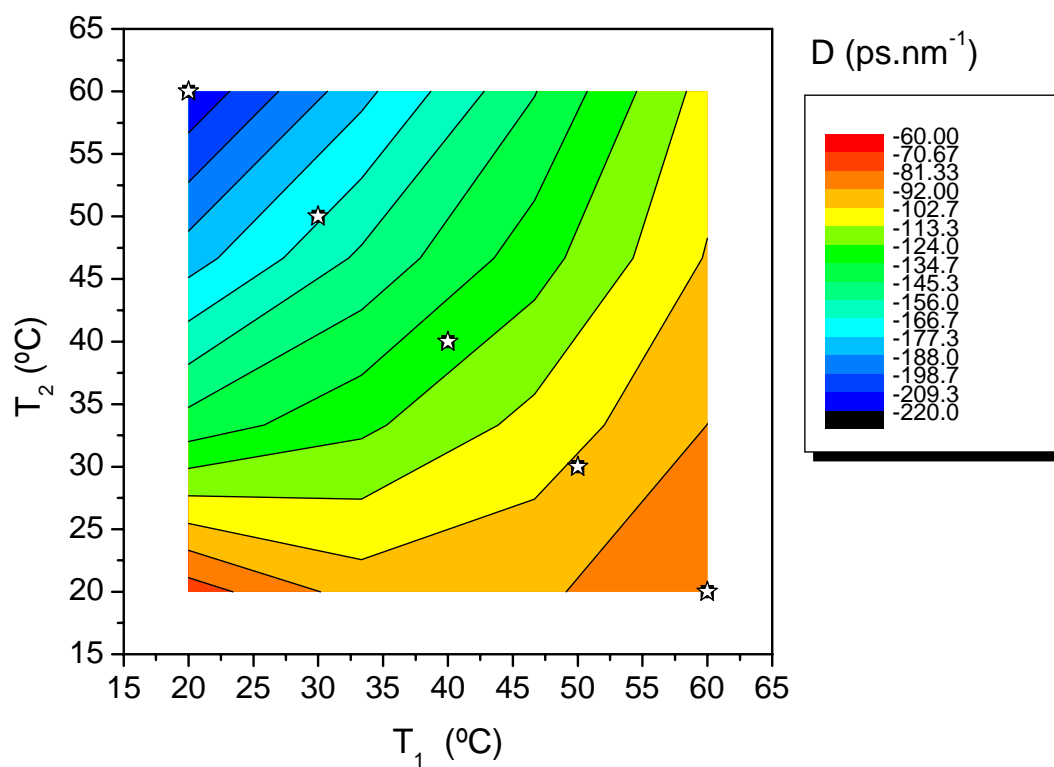


Figura 5. 4– Mapeamento da dispersão com as temperaturas nos extremos da CFBG.

5.3– Desempenho de um sistema de comunicações ópticas

Depois de efectuar a caracterização e o mapeamento da dispersão do compensador com a temperatura, passa-se à avaliação do seu desempenho na compensação da dispersão cromática de um troço de fibra SMF de um sistema de comunicações ópticas, com transmissão a 10 Gb/s.

A montagem usada encontra-se esquematizada na figura 5.5, sendo constituída por um emissor, um troço de fibra óptica SMF com uma dispersão cromática de primeira ordem igual a 336 ps nm^{-1} , seguido do compensador de dispersão e um receptor.

O emissor compreende um laser a emitir a 1558 nm, modulado externamente a 10 Gb/s por um modulador Mach-Zenhder com uma sequência PRBS de comprimento igual a 2^7-1 , codificada com um formato NRZ onde a potência óptica de saída é de 3 dBm. O sinal à saída do troço de fibra SMF segue para o compensador, onde se encontra a CFBG, orientado no sentido dos períodos decrescentes e onde se estabeleceram dois gradientes de temperatura, respectivamente iguais a $(0, 60)^\circ\text{C}$ e $(60, 0)^\circ\text{C}$. O sinal é posteriormente reconvertido para o domínio eléctrico no receptor, analisando-se a qualidade do mesmo através do osciloscópio e do BERT (BER Tester).

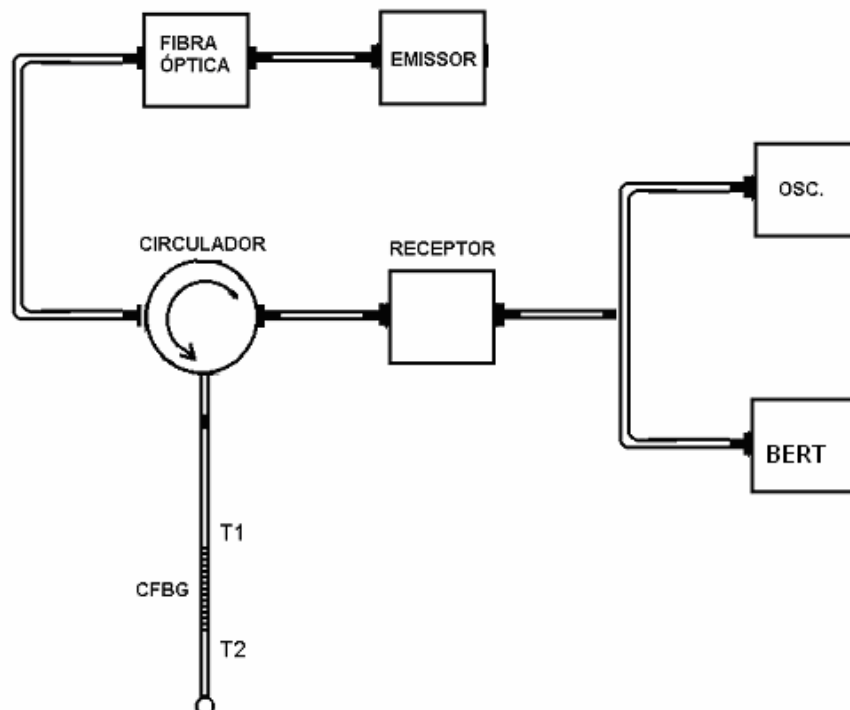


Figura 5. 5– Esquema da montagem usada

A influência do compensador no desempenho do sistema, pode ser avaliada quantitativamente para as várias condições de funcionamento do compensador, mediante a análise da probabilidade de erro binário em função do nível de decisão. Esta análise também pode ser feita de forma qualitativa através dos diagramas de olho do sinal. Por observação da figura 5.2 (a) tem-se uma melhor qualidade do sinal no par $(0, 60)^{\circ}\text{C}$, tal resulta da dispersão total (dispersão cromática da fibra + dispersão do compensador) ser mais baixa nesta situação, esperando-se uma melhor

A figura 5.6 mostra os diagramas de olho para os dois pares de temperaturas (T_1, T_2) acima referidas, sendo notória no segundo par, uma maior degradação do desempenho do sistema. Este resultado evidencia a existência de uma maior dispersão remanescente, resultando numa menor qualidade do sinal detectado.

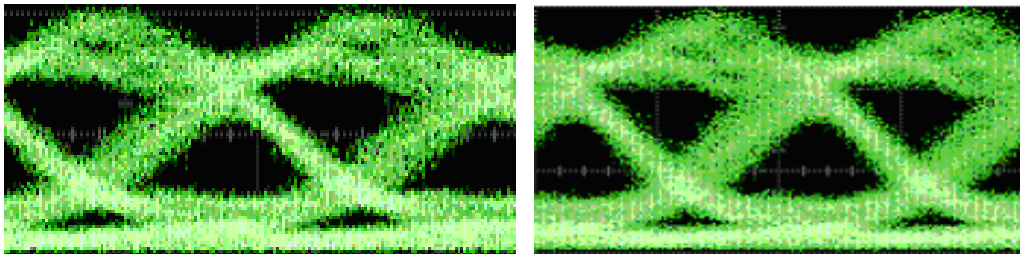


Figura 5. 6– Diagramas de olho para pares (T_1, T_2) iguais a $(60, 0)^{\circ}\text{C}$ (esquerda) e $(0, 60)^{\circ}\text{C}$ (direita).

As observações qualitativas da figura 5.6 são complementados pela figura 5.7, onde é possível visualizar a probabilidade de erro binário (BER) em função do nível de decisão normalizado para os referidos pares (T_1, T_2) .

Devido à elevada qualidade do sinal, não foi possível medir a probabilidade binária de erro para o nível de decisão óptimo, tendo-se analisado qualitativamente estes dados através da BER para níveis de decisão próximos dos níveis lógicos dos símbolos binários “0” e “1”. Por observação directa de ambas as curvas, conclui-se que a que corresponde ao par $(60, 0)^{\circ}\text{C}$ apresenta um mínimo de BER superior à do par $(0, 60)^{\circ}\text{C}$, o que está de acordo com a avaliação qualitativa fornecida pelos diagramas de olho. A extrapolação de cauda de ambas as curvas permite quantificar esta observação, tendo-se obtido para o valor mínimo de BER $1,62 \times 10^{-9}$ e $1,86 \times 10^{-12}$, respectivamente para os pares $(60, 0)^{\circ}\text{C}$ e $(0, 60)^{\circ}\text{C}$.

A análise destes resultados permite inferir claramente que o dispositivo compensador pode ser usado para melhorar o desempenho de um sistema de comunicações ópticas com transmissão a 10 Gb/s. De entre as aplicações possíveis, destaca-se a sua utilização quando

é necessária a compensação dinâmica, como por exemplo na situação em que a variação de temperatura na fibra óptica origina alterações na sua dispersão cromática [André 04].

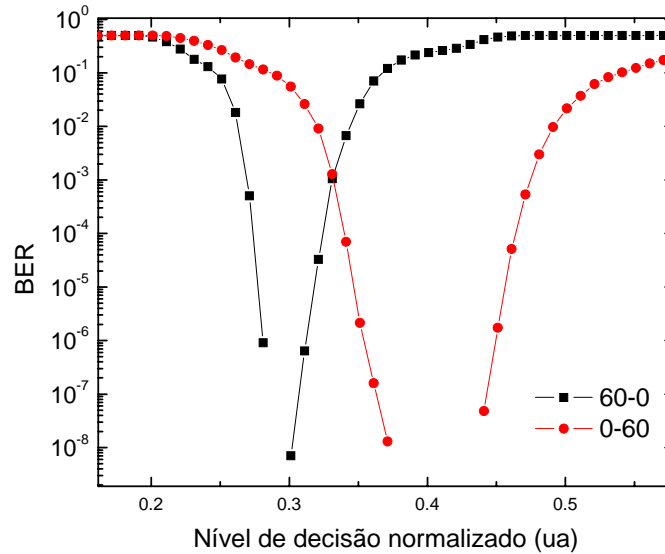


Figura 5. 7– Probabilidade binária de erro em função do nível de decisão para pares (T_1, T_2) iguais a $(0, 60)$ e $(60, 0)$ °C.

Ao longo deste capítulo, estudou-se as implicações do uso do dispositivo compensador no desempenho de um sistema de comunicações ópticas, para tal efectuou-se uma caracterização das principais propriedades espectrais da CFBG que o integra, para várias temperaturas nos seus extremos. Observou-se uma melhoria significativa na qualidade do sinal quando o gradiente aplicado aumenta o valor absoluto da dispersão do dispositivo. Tal como descrito no capítulo anterior, o tempo de sintonia do dispositivo situa-se em torno de 3 s, o que é perfeitamente compatível com a utilização prevista, ou seja, a compensação dos efeitos da variação da temperatura ambiental na fibra óptica de transmissão, que ocorre numa escala temporal alargada de algumas horas.

Capítulo 6

Conclusões e Trabalho futuro

6.1– Conclusões da tese

O principal objectivo desta tese, a compensação dinâmica da dispersão cromática através do uso de redes de Bragg gravadas em fibra óptica, está patente ao longo dos cinco capítulos que a compõem. Na linha de acção apresentada, o trabalho desenvolvido concentrou-se em três tópicos: motivação para a necessidade de uma compensação dinâmica da dispersão cromática das fibras ópticas, nomeadamente pela investigação dos efeitos da temperatura e suas implicações na transmissão de dados a 40 Gb/s; modelização e desenvolvimento de um compensador dinâmico baseado em redes de Bragg de período variável (onde a sintonia da dispersão resulta da aplicação de gradientes térmicos) e avaliação do desempenho de um sistema de comunicações ópticas com o compensador incorporado.

O estudo dos efeitos da temperatura na dispersão cromática de primeira e segunda ordem de fibras ópticas SMF permitiu uma descrição quantitativa das suas implicações no

desempenho de sistemas de comunicações ópticas, enfatizando a necessidade de uma compensação dinâmica. Numa gama de temperatura compatível com as amplitudes térmicas ambientais, mostrou-se que aquelas grandezas apresentam um comportamento linear com a temperatura, cujas taxas de variação com esta grandeza são de respectivamente $1,4 \times 10^{-3} \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}.\text{K}^{-1}$ e $2,1 \times 10^{-6} \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

O desenvolvimento de compensadores dinâmicos acabou por recair sobre as redes de Bragg gravadas em fibra óptica, designadamente as redes de período variável, devido ao elevado potencial por elas demonstrado em várias aplicações na área das telecomunicações e também à sua acessibilidade. Efectivamente, as propriedades dispersivas das redes de Bragg de período variável podem ser alteradas pela aplicação de gradientes de temperatura, tendo-se demonstrado a possibilidade de ajustar o valor da dispersão da CFBG de forma compatível com as variações da dispersão cromática da fibra óptica.

Uma modelização teórica dos processos de transferência de calor entre a rede e o exterior, posteriormente confirmada com resultados numéricos, permitiu concluir que, numa fase estacionária, a temperatura se distribui linearmente ao longo da CFBG. Com base nestes resultados foi assim possível a simulação da dispersão da CFBG submetida a gradientes de temperatura, tendo-se mostrado a indução de uma dispersão de segunda ordem. A aplicabilidade do compensador num contexto de comunicações ópticas também foi estudada, nomeadamente com uma avaliação do desempenho de um sistema óptico com a sua inserção.

Assim, o dispositivo desenvolvido permitiu a estabilização de um gradiente de temperatura aplicado numa CFBG num intervalo de tempo compatível com as variações térmicas ambientais, ajustando para tal o valor da temperatura nas suas extremidades.

6.2– Trabalho futuro

Ao longo desta dissertação, estudou-se a sintonia da dispersão de redes de Bragg de período variável através da aplicação de gradientes térmicos. A principal desvantagem deste método reside na sua baixa largura espectral comparativamente com as fibras DCF. Um tópico relevante para investigação futura seria a expansão deste método para sistemas DWDM pela utilização de CFBG amostradas.

Anexo A

Gravação de redes de Bragg em fibra óptica

Neste anexo descrevem-se os procedimentos que foram seguidos no fabrico das redes de Bragg que foram utilizadas no decurso da componente experimental desta tese. Nesta secção é também fornecida informação técnica sobre os processos de gravação que foram postos em prática no laboratório de sistemas ópticos coerentes do Departamento de Física.

A1 – Sistema de gravação

A gravação das CFBG foi realizada recorrendo ao método da máscara de fase com feixe deslizante. A máscara de fase é uma rede com a capacidade de difratar em transmissão um feixe de luz ultravioleta. Esta estrutura consiste numa série de perturbações longitudinais produzidas por fotolitografia na superfície de um substrato [Araújo 99].

A utilização da máscara de fase no processo de gravação de uma rede de Bragg em fibra óptica está esquematizada na figura A.1 e consiste em manter a fibra óptica junto à superfície da máscara de fase, alinhada transversalmente com as suas depressões. [Kashyap 99].

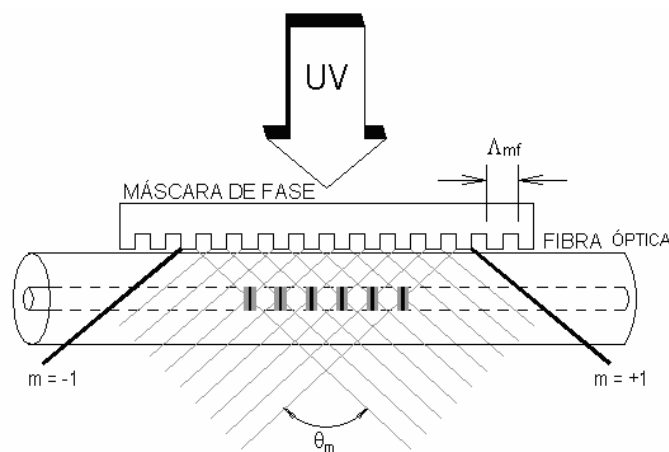


Figura A. 1 – Máscara de fase com representação do feixe UV incidente e as respectivas ordens -1,0 e +1 [Kashyap, 99]

A difracção na máscara de fase é descrita pela equação da difracção. No caso de incidência normal, a radiação é difractada nas ordens $m=-1, 0, +1$. Um padrão de interferência de período Λ resultante da interferência dos feixes $+1$ e -1 pode ser produzido na fibra óptica. O período de modulação assim obtido relaciona-se com o ângulo de difracção, θ_m , e com o período da máscara de fase, Λ_{mf} , através da equação A.1.

$$\Lambda = \frac{\lambda_e}{2 \sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{mf}}{2} \quad (\text{A. 1})$$

onde λ_e designa o comprimento de onda do feixe ultravioleta incidente.

Esta metodologia possui vantagens como a facilidade no alinhamento e a estabilidade do padrão de interferência, contudo não é possível a gravação de redes com diferentes comprimentos de onda de Bragg mediante o uso da mesma máscara de fase. Uma outra desvantagem resulta do reduzido diâmetro do feixe, que incidindo directamente na máscara a expõe a níveis elevados de densidade de potência. Um uso continuado e exposição a níveis elevados de densidades de potência degradam o desempenho das máscaras por deterioração da sua superfície [Araújo 99].

Na figura A2 está esquematizado o sistema de gravação existente no laboratório de sistemas ópticos coerentes do departamento de Física da universidade de Aveiro, complementado com uma fotografia do mesmo na figura A3. A fonte de radiação ultravioleta utilizada baseia-se num laser de iões de Árgon com a linha de 488 nm seleccionada. Este sinal é posteriormente dobrado por um cristal de BBO, Beta Borato de Bário, resultando num sinal de 244 nm. O feixe UV é reflectido no espelho E1 orientado 45° relativamente a este, de acordo com o que está ilustrado na figura A2, sendo seguidamente filtrado espacialmente na íris, de modo a seleccionar a zona de maior potência. O espelho E2 também se encontra orientado a 45°, estando acoplado a um estágio motorizado linear, com movimento contínuo ao longo de um percurso máximo de 25 mm e resolução igual a 55 pm. Assim sendo, a translação do feixe possibilita um varrimento da máscara de fase, desde que o ângulo de incidência na máscara se mantenha constante.

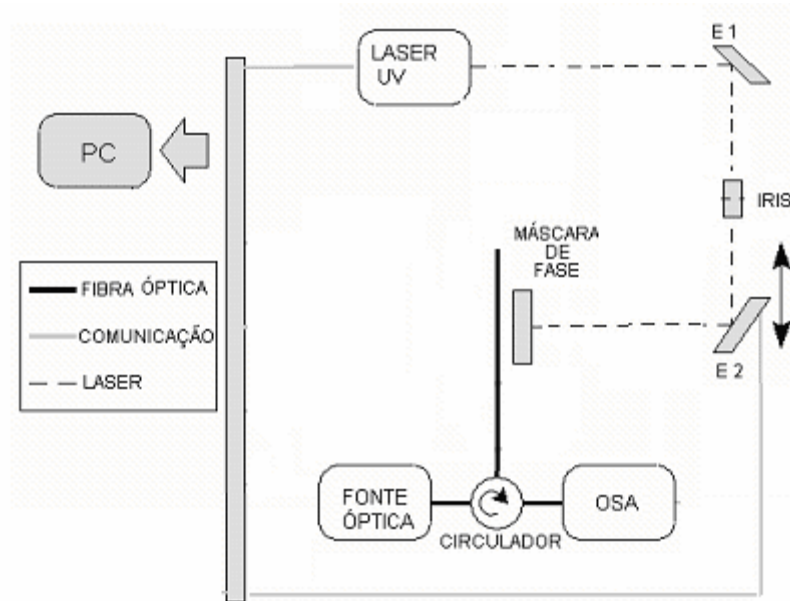


Figura A. 2 – Esquema do sistema de gravação usado no laboratório de sistemas ópticos coerentes do departamento de Física da universidade de Aveiro. Legenda: E1 – Espelho fixo, E2 – Espelho com translação no plano horizontal, OSA – Analisador de espectros ópticos, PC – Computador pessoal

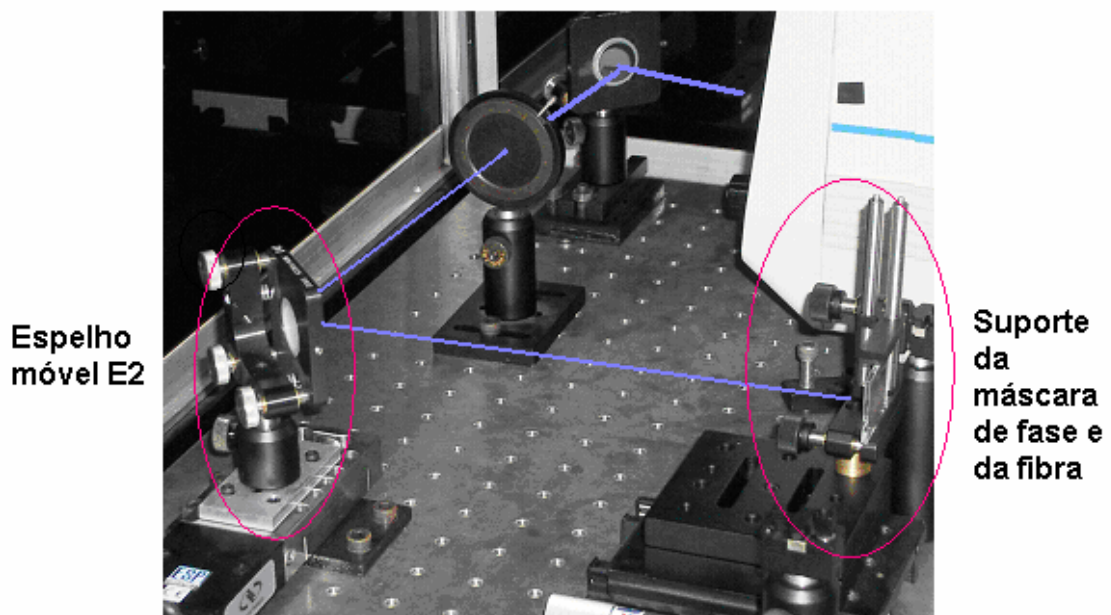


Figura A. 3 – Montagem experimental utilizada para gravação por varrimento por máscara de fase. A luz azul representa o percurso óptico do feixe UV. [Nogueira 05]

A monitorização da gravação é feita em tempo real, recorrendo a um analisador de espectros ópticos (OSA). Na figura A.4, pode-se observar a montagem experimental usada

para a caracterização espectral da CFBG. O sinal óptico proveniente de um EDFA é injectado na rede através de um circulador óptico, que também é utilizado para redireccionar o sinal reflectido pela CFBG para o analisador de espectros.

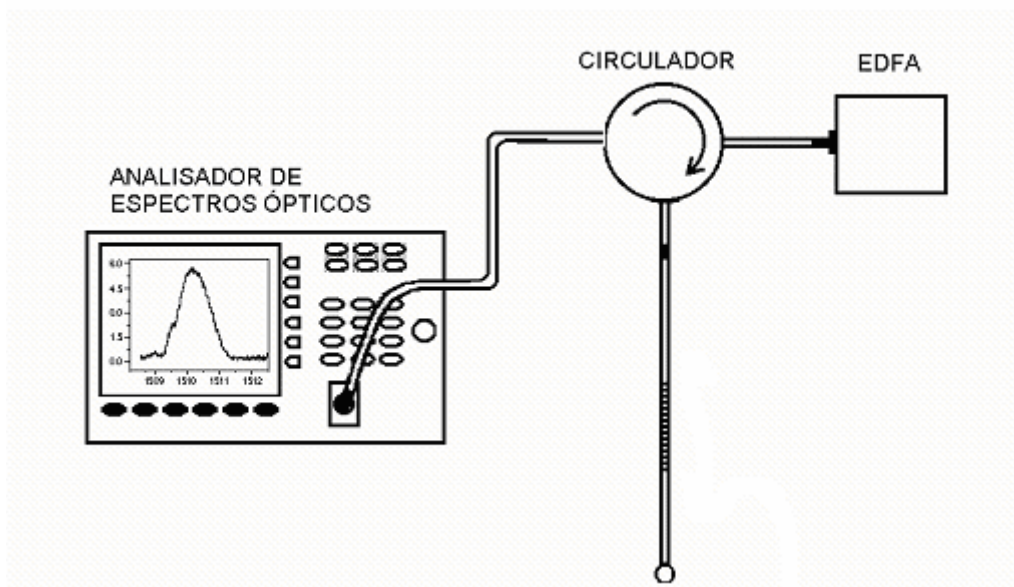


Figura A. 4 – Esquema da montagem usada para caracterizar a CFBG em amplitude

A figura A5 mostra o espectro de reflexão de uma CFBG gravada através do sistema de gravação descrito acima. A máscara de fase utilizada tem 25 mm de comprimento (*IBSEN PHOTONICS*), um período central de 1068 nm e uma aperiodicidade de 1,2 nm/cm. Nesta gravação a íris foi mantida com uma abertura de 1,5 mm. O espelho E2 foi deslocado paralelamente à fibra com uma velocidade de $0,002 \text{ mm.s}^{-1}$.

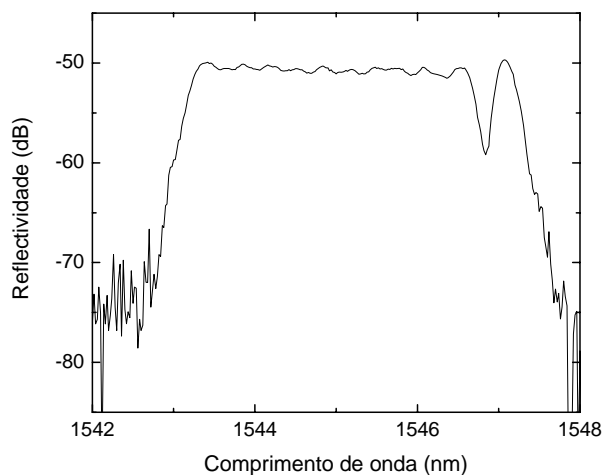


Figura A. 5 – Espectro de reflexão de uma CFBG gravada através de uma máscara de fase com varrimento do feixe.

Anexo B

Caracterização de FBG

A caracterização experimental do espectro da reflectividade de redes de Bragg pode ser realizada mediante a montagem esquematizada na figura A.2, existente no laboratório de sistemas ópticos coerentes do Departamento de Física.

No laboratório de comunicações ópticas do Instituto de Telecomunicações do pólo de Aveiro, efectua-se caracterização do atraso de grupo da CFBG. A técnica de medida baseia-se no método de modulação por desvio de fase [Derickson 98].

A figura B.1 mostra um esquema do dispositivo experimental utilizado que compreende um laser semiconductor sintonizável de baixa largura espectral, um controlador de polarização, um modulador externo Mach-Zehnder, um circulador óptico, um fotodetector do tipo *pin*, um analisador de redes e a rede de Bragg gravada em fibra óptica a caracterizar. O sinal óptico à saída do laser sintonizável é modulado em intensidade e processado na rede de Bragg através do circulador óptico. A luz reflectida pela FBG é detectada pelo fotodíodo sendo o sinal eléctrico injectado no analisador de redes. A amplitude e a fase desse sinal são comparadas com as do sinal modulante, obtendo-se desta forma a resposta da FBG. Note-se que os valores considerados de amplitude e fase para cada comprimento de onda do laser são obtidos pela média de 128 medidas. O procedimento descrito repete-se sucessivamente para vários comprimentos de onda de forma a percorrer o espectro da rede.

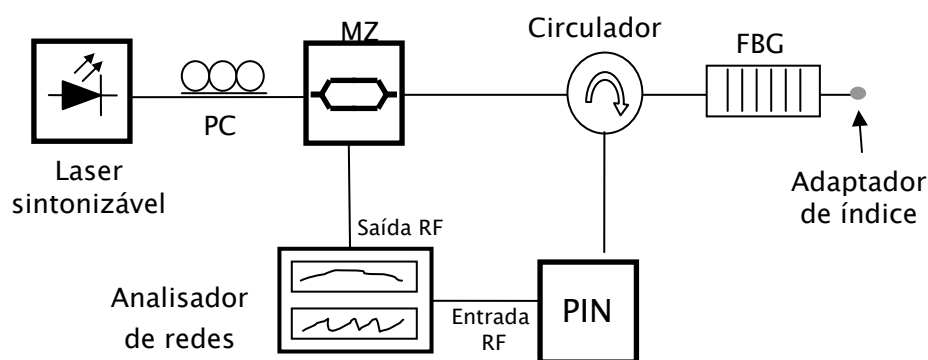


Figura B. 1 – Esquema do dispositivo experimental usado na caracterização de FBG [Nogueira 05].

O atraso de grupo obtém-se através da diferença de fase expressa em graus e da frequência de modulação de acordo com a seguinte expressão:

$$\tau = -\frac{\Delta\Phi}{360f_{\text{mod}}} \quad \text{B. 1}$$

Todo o processo de medição é controlado via GPIB (IEEE 488) por um computador, que comanda o laser sintonizável, fazendo-o emitir no comprimento de onda desejado, e recebendo os dados do analisador de redes.

Uma vez que este o procedimento descrito se pode tornar relativamente demorado, existe a possibilidade de exercer um controlo remoto da experiência por acesso a um servidor Lab View 6.1i [Mendes 03], sendo possível definir os parâmetros do equipamento usado, como por exemplo o intervalo espectral de caracterização, o passo de varrimento, mas também a frequência de modulação a usar e a potência do laser. A interface vai disponibilizando em tempo real as representações gráficas dos espectros da reflectividade e atraso de grupo da rede de Bragg à medida que decorre a sua caracterização. Os valores típicos utilizados são de 8 mW de potência para o laser e 1 GHz para a frequência de modulação. O passo de varrimento espectral do laser é variável, sendo normalmente tomado um valor de 20 pm.

Publicações e comunicações resultantes do trabalho efectuado

- B. Neto, P. S. André, A. L. Teixeira, M. Lima, R. Nogueira, J. F. Rocha, J. L. Pinto, “Compensadores adaptativos de dispersão cromática para sistemas de comunicação por fibra óptica”, IEEE – American latine transactions, 2004
- B. Neto, P. S. André, J. L. Pinto, “Modeling a tunable chromatic dispersion compensation device based on thermally actuated chirp fiber Bragg gratings”, CMES, 2004
- P. André, B. Neto, A. Teixeira, M. Lima, R. Nogueira, J. Pinto, J. Rocha, “Dynamically allocable dispersion compensation based on chirped fiber Bragg gratings”, in NOC-2004 9th European Conference on Networks & Optical Communications, TUE, Eindhoven, The Netherlands
- P. S. André, B. Neto, R. Nogueira, J. L. Pinto, A. L. Teixeira, M. Lima, J. F. Rocha, “Allocable Dispersion Compensation for Thermal Dispersion Variations in Transmissions Fibers”, in CLEO-2004
- Berta Neto, Paulo André, Orlando Frazão, Rosa Romero, “Dynamically Allocable Dispersion Compensation based on Chirped Fiber Bragg Gratings”, in SEON-2004
- B. Neto, L. Sá, R. Nogueira, J. Pinto, M. Lima, J. Rocha, A. Teixeira, P. André, “Thermodynamic model of tunable chromatic dispersion compensator using chirped fiber Bragg gratings”, in 5th Conference on Telecommunications, Tomar, 6-8 April 2005

Referências bibliográficas

- [Agrawal 02] Agrawal, G. P. (2002), *Fiber-optic communications systems*, Wiley, New York
- [Agrawal 01] Agrawal, G. P. (2001), *Non linear fiber optics*, Academic Press, New York
- [André 02] André. P. S. B. (2002), *Componentes optoelectrónicos para redes fotónicas de alto débito*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro
- [André 04] André, P. S, Pinto, A. N., Pinto, J. L, “Effect of Temperature on the Single Mode Fibers Chromatic Dispersion”, *J. Microwave and Optoelectronics*, vol. 3, Nº5, 2004
- [Buck 95] Buck, J. A. (1995), *Fundamentals of Optical Fibers*, Wiley
- [Araújo 99] Araújo, F. M. M. (1999), *Redes de Bragg em Fibra Óptica*, Tese de doutoramento, Universidade do Porto
- [Boyce 97] Boyce, W. E., Di Prima, R. C. (1997), *Elementary Differential Equations and Boundary Value Problems*, Wiley, New York
- [Chapman 02] Chapman, S. J. (2002), *Matlab Programming for Engineers, Bookware*, Companion Series, Australia
- [Erdogan 97] Erdogan, T., “Fiber grating spectra”, *J. Lighthwave Technol.*, Vol. 15, pp. 1277-1294
- [Derickson 98] Derickson, D. (1998), *Fiber optic Test and Measurement*, Prentice Hall PTR, New Jersey
- [Dionísio 04] Dionísio, R. P. (2004), *Redes de Bragg para codificadores e decodificadores ópticos*, Tese de mestrado, Universidade de Aveiro
- [Ghosh 94] Ghosh, G. “Temperature Dispersion of Refractive Indexes in Some Silicate Fiber Glasses”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol6, nº3, pp431-433, 1994
- [Ghosh(a) 94] Ghosh, G., Endo, M., “Temperature-Dependent Sellmeier Coefficients and Chromatic Dispersions for Some Optical Fiber Glasses”, *J. Lighthwave Technol.*, vol. 12, Nº 8, 1994
- [Giles 97] Giles, C. R., “Lighthwave Applications if Fiber Bragg gratings”, *J.*

Lighthwave Tecnol, Vol. 15. Nº8, 1997

- [Giordano 97] Giordano, N. J.(1997), *Computational Physics*, Prentice Hall, New Jersey
- [Gockenbach 02] Gockenbach, M. S. (2002), *Partial Differential Equations: Analytical and Numerical Methods*, Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM), Philadelphia
- [Hamp 02] Hamp, M., Wright, J., Hubbard, M., Brimacombe, B., “Investigation into the Temperature Dependence of Chromatic Dispersion in Optical Fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, nº11, 2002
- [Hanselman 03] Hanselman, D., Littlefield, B. (2003), *Matlab 6: Curso completo*, Prentice Hall, São Paulo
- [Hecht 87] Hecht, H. (1987), *Óptica*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa
- [Kato 00] Kato, T., Koyano, Y., Nishimura, N. (2000), “Temperature Dependence of Chromatic Dispersion in Various Types of Optical Fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 1156-1158
- [Kay 74] Kay, J. M. (1974), *An introduction to fluid mechanics and heat transfer with applications in chemical and mechanical process engineering*, Cambridge University Press
- [Kashyap 99] Kashyap, R. (1999), *Fiber Bragg gratings*, Academic Press, San Diego
- [Keiser 00] Keiser, G. (2000), *Optical Fiber Communications*, Mc Graw Hill, Boston
- [Landau 97] Landau, R. H., Páez, M. J. (1997), *Computacional Physics: Problem solving with computers*, Wiley, New York
- [Lima 03] Lima, M. J. N. (2003), *Optimização de Sistemas de Comunicação Baseados na Tecnologia WDM*, Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro
- [Matsuoka 91] Matsuoka, J., Kitamura, N., Fujinaga, S., Yamashita, H. (1991), “Temperature dependence of refractive index of SiO₂ glass”, *J. Noncrystalline solids*, 13, 86-89
- [Mendes 03] Mendes, S., Couto, F., Lima, M. J. N., Teixeira, A. L. J., André, P. S., “Web based FBG reflection spectrum and dispersion measurement”, in Conftele 2003,

- [Nogueira 05] Nogueira, R. N. (2005), *Redes de Bragg em Fibra Óptica*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro
- [Noppenberger 96] Noppenberger, F., Still, M., Venzke, H., “Influence of humidity on hot wire measurements”, *Meas Sci Tecnology, U. K.*, Vol. 7, pp. 1517-1528, 1996
- [Othonos 99] Othonos, A., Kalli, K. (1999), *Fiber Bragg gratings: Fundamentals and applications in telecommunications and sensing*, Norwood, MA:Artech House
- [Press 86] Press, W. H., Flannery, B. P., Teulkolsky, S. A., Vetterling, W. T. (1986), *Numerical Recipes*, Cambridge University Press
- [Rathje 03] J. Rathje, M. Andersen, “Temperature Induced Change in the Dispersion Spectrum of Dispersion Compensating Fibers”, *OFC 2003*, vol. 2, pp. 712-713, 2003.
- [Torres 04] Torres, V. (2004), *Manual de Física Computacional*, Universidade de Aveiro
- [Zemansky 68] Zemansky, M. W. (1968), *Heat and thermodynamics*, Mc Graw Hill, Tokyo

